Digitized by the Internet Archive
in 2010 with funding from
University of Ottawa

http://www.archive.org/details/lmentsdephys02poui

ÉLÉMENTS

DE

PHYSIQUE EXPÉRIMENTALE

ET DE

MÉTÉOROLOGIE.

IMPRIMERIE DE FÉLIX LOCQUIN,
RUE NOTRE-DAME-DES-VICTOIRES, N. 16.

ÉLÉMENTS

DE

PHYSIQUE

EXPÉRIMENTALE

ET DE

MÉTÉOROLOGIE

PAR M. POUILLET,

DE L'ACADÉMIE ROYALE DES SCIENCES DE L'INSTITUT DE FRANCE; PROFESSEUR DE PHYSIQUE A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS; PROFESSEUR DE PHYSIQUE APPLIQUÉE AUX ARTS, AU CONSERVATOIRE ROYAL DES ARTS ET MÉTIERS, ADMINISTRATEUR DE CET ÉTABLISSEMENT, MEMBRE DE LA SOCIÉTÉ PHILOMATIQUE, DU CONSEIL DE LA SOCIÉTÉ D'ENCOURAGEMENT, ETC. ETC.

OUVRAGE ADOPTÉ, PAR LE CONSEIL ROYAL DE L'INSTRUCTION PUBLIQUE, POUR L'ENSEIGNEMENT DE LA PHYSIQUE DANS LES ÉTABLISSEMENS DE L'UNIVERSITÉ.

Troisième Édition.

Verus experientiæ ordo primò lumen accendit
Deindè per lumen iter demonstrat.
BACON, *Nov. Or.*

TOME SECOND.

PARIS.

BECHET JNE ET LABÉ,

LIBRAIRES DE LA FACULTÉ DE MÉDECINE DE PARIS,

PLACE DE L'ÉCOLE DE MÉDECINE, N. 4.

ÉDITÉ PAR BECHET JEUNE.

ÉLÉMENS
DE PHYSIQUE
EXPÉRIMENTALE
ET
DE MÉTÉOROLOGIE.

LIVRE QUATRIÈME.

DES ACTIONS MOLÉCULAIRES.

302. Un corps organique ou inorganique peut être considéré comme un système en équilibre; ses parties constituantes ou ses molécules les plus rapprochées restent séparées par des intervalles plus ou moins grands, et cependant à ces distances elles agissent sans cesse les unes sur les autres, pour se maintenir dans leurs positions respectives, pour s'attirer ou se repousser, ou enfin pour se communiquer les efforts et les pressions qu'elles supportent. Ce sont ces actions mutuelles des molécules que l'on appelle, en physique, *actions moléculaires*. Il serait difficile d'établir une distinction entre ces forces et les *forces chimiques*, qui agissent pareillement, aux mêmes distances, sur toutes les molécules de la matière; mais on peut dire que les actions chimiques tendent à produire les corps et à les constituer dans un état déterminé d'équilibre ou d'agrégation, tandis que

les actions moléculaires proprement dites tendent à conserver les corps, ou à les retenir dans l'état d'équilibre ou d'agrégation qu'ils ont reçu. Considérées sous ce point de vue, les actions moléculaires comprennent encore un champ assez vaste pour qu'il soit nécessaire d'y établir quelques divisions. Ainsi nous étudierons, dans des chapitres séparés, *la capillarité*, *la structure des corps* et *l'élasticité*.

CHAPITRE PREMIER.

Capillarité.

303. Lorsqu'on trempe dans un liquide l'extrémité d'un tube de verre, on voit que la colonne qui pénètre dans ce tube ne s'arrête presque jamais au niveau extérieur. Dans l'eau, par exemple, elle s'élève au-dessus (*Fig.* 1), et dans le mercure, au contraire, elle s'abaisse au-dessous (*Fig.* 2). Ces phénomènes d'*ascension* ou de *dépression* sont appelés *phénomènes capillaires*, et la force qui les produit est l'*action capillaire*, l'*attraction capillaire*, ou simplement la *capillarité*; cette force n'agit pas seulement pour élever ou déprimer les petites colonnes liquides dans l'intérieur des tubes, elle s'exerce sans cesse au contact des liquides avec les solides, au contact des liquides entre eux ou des solides entre eux, et en général au contact de toutes les parcelles les plus ténues de la matière pondérable.

304. *Les longueurs des colonnes soulevées ou déprimées sont en raison inverse des diamètres des tubes.*

Il est facile de reconnaître par l'expérience qu'en général les différences de niveau sont d'autant plus grandes que les diamètres des tubes sont plus fins. C'est ce qui est représenté dans les quatre tubes à siphon de la *fig.* 3. Les deux premiers contiennent de l'eau et l'élévation est double dans le deuxième, dont le diamètre est moitié moindre; les deux derniers contiennent du mercure et la dépression est pareillement double dans le quatrième dont le diamètre est moitié de celui du troisième. Cependant, pour établir cette loi fondamentale sur des expériences précises, il faut avoir recours

à d'autres moyens d'observation. Voici l'appareil très exact dont M. Gay-Lussac a fait usage.

a (*Fig.* 6) est une large éprouvette fixée sur un pied à vis calantes, afin que son bord supérieur *b* puisse être rendu horizontal. Le liquide qu'elle contient s'élève jusqu'en *c*; le tube capillaire *d* est monté sur une plaque *e* qui se pose sur le bord de l'éprouvette; au moyen d'une coulisse verticale, le tube peut monter ou descendre. A côté de l'éprouvette, à quelques pouces de distance, est une règle verticale *f*, sur laquelle se meut une lunette *g*, d'abord à frottement, et ensuite au moyen d'une vis de rappel pour les petits mouvemens. Pour mesurer la hauteur de la colonne, on fait d'abord mouvoir la lunette jusqu'à ce que son fil micrométrique horizontal semble raser le sommet *s*; ensuite, écartant la plaque *e* vers les bords de l'éprouvette, on place à côté d'elle la pièce *h*, et, après l'avoir ajustée, on tourne la tige à vis *k* jusqu'à l'instant où elle effleure la surface du liquide; ensuite on enlève un peu de liquide avec une pipette, on note le point de départ de la lunette, et on la fait descendre jusqu'à ce que la pointe de la tige tombe sous le fil; l'étendue de sa course est la hauteur du liquide au dessus du niveau.

Le tableau suivant contient la moyenne des résultats auxquels M. Gay-Lussac a été conduit.

NOM des SUBSTANCES.	DENSITÉ	TEMPÉRATURE en degrés centigrades.	ÉLÉVATION dans un tube dont le diam.=1mm,2944.	ÉLÉVATION dans un tube dont le diam.=1mm,9058.	ÉLÉVATION dans un tube dont le diam.=10mm,508.
Eau.	1	8°,5	23mm,1654	15,5861	»
Alcool.	0,8196	8°	9,1825	6,4012	»
Id.	0,8593	10°	9,501	»	»
Id.	0,9415	8°	9,997	»	»
Id.	0,8155	16°	7,078		0,5855
Essence de térébenthine.	0,8695	8°	9,8516	»	

Les diverses densités sont prises aux températures indiquées dans la troisième colonne.

Le rapport inverse des diamètres des deux premiers tubes est 1,474, et le rapport des hauteurs correspondantes est 1,486 pour l'eau, et 1,434 pour l'alcool. Ainsi, l'on peut bien admettre comme loi expérimentale que les hauteurs des colonnes soulevées sont en raison inverse des diamètres des tubes. En calculant d'après ces données, les hauteurs des colonnes d'eau, d'alcool et d'essence de térébenthine qui devraient s'élever dans un tube de 1 millimètre, on trouve les nombres suivans :

Noms des substances.	Densité.	Température.	Elévation dans un tube dont le diamètre = 1mm.
Eau.	1	8,5	29mm,79
Alcool.	0,8196	8	12,18
Id.	0,8135	16	9,15
Id.	0,8595	10	12,01
Id.	0,9415	8	12,91
Essence de térébenthine.	0,8695	8	12,72

Nous avons noté avec soin les températures et les densités, parce qu'il paraît que pour un même liquide les différences de niveau sont en raison directe des densités.

Les résultats que l'on obtient par ce procédé sont tout à fait indépendans de l'épaisseur des tubes et de la matière qui les compose, pourvu que cette matière puisse être *mouillée* par le liquide.

Avant que les tubes soient soumis à l'expérience, il faut avoir soin de nettoyer parfaitement leurs parois intérieures de toutes les impuretés qui pourraient les souiller ;

il est essentiel aussi de faire osciller la colonne liquide à plusieurs reprises pour faire l'observation de sa véritable hauteur. Quant au diamètre des tubes il se détermine en pesant le mercure qu'ils contiennent dans une longueur connue.

Nous devons remarquer encore que toutes les fois qu'il y a *ascension*, dans un tube capillaire assez étroit, le sommet de la colonne liquide prend la forme d'un *menisque concave*, c'est une demi-sphère de même diamètre que le tube (*Fig.* 4); au contraire, quand il y a dépression, le sommet de la colonne liquide prend la forme d'un menisque convexe (*Fig.* 5). Ces formes sont essentiellement liées à l'ascension et à la dépression, car si l'on enduit de quelque corps gras la surface intérieure d'un tube de verre, et qu'on en plonge l'extrémité dans de l'eau colorée, on observe que non seulement l'eau cesse de s'élever au dessus du niveau, mais qu'elle reste *déprimée* dans ce tube enduit de graisse, et qu'en même temps le sommet de la colonne prend la forme du *menisque convexe*, comme fait le mercure dans les tubes ordinaires. Il résulte de cette observation que *les différences de niveau dépendent de la forme du menisque*, et qu'ainsi toutes les causes accidentelles qui pourraient empêcher celui-ci de prendre la forme exacte qu'il doit avoir, empêcheraient aussi, par cela même, le liquide de parvenir à la hauteur précise à laquelle il doit trouver la stabilité de son équilibre. En effet, lorsqu'on plonge dans l'eau un tube dont la surface intérieure semble même très nette, on observe presque toujours des *dentelures* plus ou moins marquées sur les bords du menisque, et si l'on répète alors l'expérience plusieurs fois, on trouve des nombres fort différens.

305. *Hauteurs différentes auxquelles peut s'arrêter le même liquide dans le même tube.* Lorsqu'un tube a servi à une expérience, si on le retire du liquide avec précaution, et qu'on observe la hauteur de la colonne qui reste suspendue

dans son intérieur, on reconnaît qu'elle est toujours plus grande qu'elle n'était d'abord : par exemple *ab* (*Fig.* 12) étant la colonne soulevée au dessus du niveau pendant que le tube est plongé, la colonne suspendue lorsqu'il sera hors du liquide pourra être *cd* ou même *ef*. Cette différence dépend de la goutte qui reste à l'extrémité inférieure du tube, et qui forme un menisque plus ou moins convexe. En effet, pour des parois très épaisses, sur lesquelles la goutte s'élargit beaucoup, cet excès d'élévation est toujours moindre ; au contraire dans les tubes à parois très minces le menisque convexe de la goutte étant à peu près égal au menisque concave du sommet de la colonne, on observe un excès d'élévation presque égal à l'élévation elle-même, c'est à dire que *ef* est double de *ab*.

Les tubes recourbés en *siphon* présentent des phénomènes analogues, et même ils ont l'avantage d'être plus commodes pour ces expériences. Dans le siphon *s* (*Fig.* 13), dont le diamètre est uniforme, les sommets des deux colonnes sont à la même hauteur, tant que le liquide n'atteint pas l'extrémité de la courte blanche ; mais dès qu'il y touche on peut faire couler du liquide dans la longue branche et y produire ainsi un excès de hauteur toujours croissant. A mesure que le niveau s'y élève, le menisque de la courte branche perd peu à peu sa forme, sa concavité diminue, et tend à se changer en surface plane, et si l'on observe le phénomène avec attention, il est facile de reconnaître qu'à l'instant où il atteint cette limite, la différence de niveau *ab* est précisément la hauteur à laquelle s'élève le liquide dans un tube droit de même diamètre que le siphon. Cependant on peut continuer de verser du liquide dans la longue branche; alors la surface plane qui limite la colonne à l'extrémité de la courte blanche devient de plus en plus convexe, et le niveau peut ainsi monter jusqu'à une hauteur *cd* double de *ab*; à cet instant le menisque forme une demi-sphère, et si l'on verse encore du liquide dans l'autre branche sa convexité

crève, et la colonne retombe plus ou moins suivant l'étendue sur laquelle peut s'étaler la goutte qui en résulte.

Ces phénomènes peuvent être produits en sens inverse, en mettant d'abord dans la longue branche du siphon toute la colonne qui peut être soutenue, et faisant sortir du liquide peu à peu par le sommet de la courte branche.

306. Lorsque l'espace capillaire n'est pas cylindrique comme nous l'avons supposé, il se produit des phénomènes un peu plus complexes qui peuvent souvent être ramenés à des lois assez simples.

Tubes concentriques. Concevons un tube qui ait, par exemple, 10 millimètres de diamètre intérieur, dans lequel on dispose un cylindre de verre de 9 millimètres de diamètre, de manière que leur axe soit commun et qu'il reste autour du cylindre un espace annulaire de 1/2 millimètre d'épaisseur. Les phénomènes capillaires se développeront dans cet espace, et l'on trouve, par expérience, que la différence de niveau est la même qu'elle serait dans un tube de 1/2 millimètre de *rayon*. Ce résultat étant général, on peut l'énoncer ainsi : dans un espace annulaire d'une épaisseur quelconque, l'ascension ou la dépression est la même que dans un tube dont le diamètre serait double de cette épaisseur.

Quand le cylindre intérieur est lui-même un tube, les phénomènes se produisent séparément dans ce tube et dans l'espace annulaire, comme si chacun d'eux était seul. Ainsi, le diamètre du tube étant précisément double de l'épaisseur annulaire, les sommets des deux colonnes sont au même niveau; si le tube est plus fin, le sommet de sa colonne est plus haut, s'il s'agit d'une ascension, et plus bas, s'il s'agit d'une dépression; c'est le contraire quand le tube est plus large. Dans ce dernier cas, si l'on verse du liquide jusqu'à ce que le menisque annulaire devienne convexe (*Fig.* 14), la dépression se change évidemment en ascension. Ce phénomène

avait singulièrement étonné un observateur habile, le médecin Petit (*Acad. des sciences*, 1723).

Lames parallèles. L'espace compris entre deux lames parallèles n'est, en quelque sorte, que la limite de l'espace annulaire dont nous venons de parler; ainsi les hauteurs des colonnes soulevées ou déprimées doivent suivre la même loi. C'est en effet ce que l'expérience démontre : quelle que soit la distance des deux lames, elles produisent le même effet qu'un tube cylindrique dont le diamètre est double de cette distance.

Lames inclinées. La figure 9 représente deux lames inclinées qui se coupent suivant une ligne verticale : elles sont unies par deux charnières *c c*, et peuvent être écartées plus ou moins. Lorsqu'on les plonge dans l'eau le liquide doit monter à des hauteurs inégales en *a* et en *b*, puisque les distances correspondantes des lames sont elles-mêmes inégales, et puisque les hauteurs sont, entre les lames, comme dans les tubes, en raison inverse des distances. Il est facile de démontrer par un calcul très simple que le sommet de la colonne forme une hyperbole équilatère dont les asymptotes sont, d'une part, la commune intersection des lames, et de l'autre le niveau du liquide dans lequel elles plongent.

La figure 10 représente deux lames qui sont de même inclinées l'une à l'autre; mais elles se coupent suivant une ligne horizontale, et le plan géométrique qui diviserait leur angle en deux parties égales peut être lui-même horizontal ou plus ou moins oblique à l'horizon. Lorsqu'on place entre ces lames une goutte d'eau qui les touche *l'une et l'autre*, on voit qu'à l'instant cette goutte s'arrondit en cercle, et se précipite vers le sommet de l'angle; sa vitesse augmente ou diminue suivant que l'angle est plus grand ou plus petit, et dans tous les cas en laissant la lame supérieure horizontale; et en inclinant convenablement la lame inférieure, on peut combattre la force attractive qui sollicite la goutte à monter vers le sommet, par la force de sa pesanteur qui la sollicite à

glisser le long du plan incliné sur lequel elle repose.

Tubes coniques. — Les phénomènes dont nous venons de parler se reproduisent dans les tubes coniques, avec les mêmes circonstances et par les mêmes causes. La petite colonne *mm'* (*Fig.* 11) se précipite vers le sommet du cône ou vers sa base, suivant qu'elle est terminée par deux menisques concaves ou par deux menisques convexes, et dans les deux cas on peut la retenir dans une position fixe en inclinant convenablement l'axe du cône dans un sens ou dans l'autre.

On voit en général que dans les tubes verticaux, soit que le liquide doive y être soulevé ou déprimé, la hauteur de la colonne ne dépend que du diamètre du tube dans le point où elle s'arrête; au dessus ou au dessous de ce point, les dimensions n'ont plus d'influence. Ainsi, dans une cloche terminée par un tube vertical très fin (*Fig.* 7), la masse entière du liquide se soutiendra à la même hauteur au dessus du niveau, que si le diamètre de la cloche était égal à celui du tube, au point où s'arrête la colonne.

Tubes prismatiques. — Il y a un tel attrait de curiosité à l'étude des phénomènes capillaires, que les physiciens en ont poursuivi toutes les modifications par une foule de recherches ingénieuses. Après avoir épuisé toutes les combinaisons que l'on peut faire avec des lames, des cônes et des cylindres, un observateur habile, Gellert, imagina de faire construire des tubes prismatiques pour examiner la forme des menisques et mesurer les hauteurs correspondantes des colonnes liquides qu'ils pouvaient soulever. (*Comm. de Pétersbourg*, t. 12) Au moyen de ces tubes dont les sections étaient des triangles et des rectangles, il établit deux lois générales assez simples, savoir : 1° que les hauteurs sont réciproques aux lignes *homologues* des bases, quand ces bases sont *semblables*; et 2° que les hauteurs sont les mêmes quand les bases ont des surfaces *équivalentes*. Il paraît cependant que cette seconde loi est soumise à quelques exceptions.

Surfaces de différentes formes. — Ce qui précède nous montre assez clairement que les solides et les liquides ne peuvent pas se toucher sans que la surface mobile du liquide éprouve, près du contact, une déformation plus ou moins marquée.

Les inflexions de la courbure dépendent de la forme des corps. Il y a toujours ascension d'un liquide quand il mouille la surface, et dépression quand il ne la mouille pas. C'est ainsi qu'une aiguille à coudre bien lavée à l'alcool se trouve mouillée par l'eau et enfonce lorsqu'on la pose légèrement sur la surface de ce liquide, tandis qu'elle surnage si elle est un peu graissée de manière à produire autour d'elle une dépression. Les insectes qui marchent ou plutôt qui glissent sur la surface des eaux seraient bientôt submergés, si un enduit particulier n'empêchait pas qu'ils fussent mouillés par ce liquide (*Fig.* 8).

307. *Attractions et répulsions qui résultent de la capillarité.* Les corps qui sont plongés dans les liquides ou qui flottent à leurs surfaces présentent des phénomènes d'attraction et de répulsion assez remarquables pour qu'il nous semble nécessaire d'en citer quelques exemples.

Deux balles de liége posées sur l'eau et mouillées par ce liquide n'exercent aucune action l'une sur l'autre lorsqu'elles sont à une distance un peu grande; mais dès qu'on les approche à une *distance capillaire*, c'est-à-dire à une distance assez petite pour que les surfaces du liquide soulevé autour d'elles se touchent ou se croisent, il y a alors une attraction très vive (*Fig.* 20).

Deux balles qui ne se mouillent pas, comme des balles de cire ou de liége enfumées, flottantes sur l'eau, ou des balles de fer sur le mercure, exercent aussi une attraction dans les mêmes circonstances (*Fig.* 21).

Enfin deux balles dont l'une se mouille tandis que l'autre ne se mouille pas se repoussent toujours lorsqu'elles arrivent à la distance capillaire (*Fig.* 22).

Les lames verticales présentent des phénomènes analogues (*Fig.* 15, 16 et 17).

On avait pensé d'abord que ces mouvemens résultaient d'une action directe de la matière ; mais il est bien évident qu'ils dépendent des courbures des surfaces, puisque les mêmes corps qui se fuient ou qui s'attirent sur l'eau n'exercent aucune action à distance égale dans le vide, ou même dans l'air, ou dans d'autres milieux qui les enveloppent de toutes parts.

308. *Adhésion des liquides contre les surfaces solides.* Lorsqu'un disque solide est posé sur la surface d'un liquide, on ne peut plus le soulever horizontalement comme s'il était libre dans l'air, mais il faut faire un effort un peu plus considérable. Pour mesurer cet effort, on se sert d'une balance : d'un côté on met le disque horizontal, de l'autre on met des contrepoids, et quand l'équilibre est établi, on approche une surface liquide jusqu'à l'instant où elle touche la surface inférieure du disque ; alors on ajoute peu à peu et sans secousse des poids du côté opposé, et l'on note combien il a fallu en ajouter pour rompre l'adhésion. Ce procédé a été imaginé par Taylor, et les résultats qu'en ont obtenus Cigna, Guyton, et beaucoup d'autres physiciens, ont donné naissance à de longues discussions. Nous nous contenterons de rapporter ici les résultats de M. Gay-Lussac.

Pour détacher un disque de verre de $118^{mm},366$ de diamètre, il a fallu différens poids suivant la nature des liquides, comme on le voit dans le tableau suivant :

Noms des substances.	Densité.	Température.	Poids nécessaire pour détacher un disque dont le diam. = 118mm,366.
			grammes
Eau.	1,000	8,5	59,40
Alcool.	0,8196	8	31,08
Id.	0,8595	10	32,87
Id.	0,9415	8	37,15
Essence de térébenthine.	0,8695	8	34,10

Un disque de même diamètre, de cuivre ou de quelque autre substance capable de mouiller les liquides, donne exactement le même résultat. Ainsi l'adhésion est, comme la capillarité, indépendante de la nature des solides et dépendante seulement de la nature des fluides. Il est facile d'en concevoir la raison, car, en se soulevant, le disque emporte toujours une couche de liquide. L'effort des poids additionnels n'est donc pas appliqué à séparer les molécules du disque des molécules du liquide, mais bien à rompre *la cohésion* qui unit les molécules liquides entre elles. Les expériences dont il s'agit donnent donc une mesure de la cohésion du liquide ou de l'attraction qu'il exerce sur lui-même, et l'on voit que cette attraction, toujours très sensible, est variable dans les divers liquides.

Lorsque la surface du disque est de telle nature qu'elle n'est pas mouillée par le liquide, comme il arrive, par exemple, pour le mercure et le verre, alors le poids qu'on ajoute pour les séparer n'exprime plus la cohésion du liquide, mais aussi il est très variable, et M. Gay-Lussac a observé que pour séparer du mercure un disque de verre de 118mm,366 de diamètre, on devait employer tantôt 296 grammes, tantôt 158, suivant qu'on mettait un temps plus ou moins long à ajouter les poids. Cependant ces expériences font voir d'une

manière frappante que, même dans le cas où un solide n'est pas mouillé par un liquide, il s'exerce encore entre les molécules du solide et celles du liquide une attraction plus ou moins forte. Cette conséquence paraît être sans exception; seulement la cohésion du liquide est alors toujours plus grande que l'attraction que le solide exerce sur lui.

309. *Divers effets de la capillarité.*—Huyghens observa en 1672 (*Journal des savans*, page 111) un fait qui parut alors fort étonnant. Un tube de 70 pouces de longueur et de quelques lignes de diamètre, ayant été bien nettoyé à l'alcool, puis rempli de mercure, purgé d'air et retourné avec précaution, toute la colonne resta suspendue dans le tube; il fallut plusieurs secousses légères pour qu'elle se détachât du sommet et prît sa hauteur ordinaire de 28 pouces dans l'intérieur du tube. C'est évidemment un phénomène d'adhésion; il se reproduit toutes les fois que la surface intérieure du tube est bien nette et l'appareil bien purgé d'air.

Don Casbois fit, vers 1780, une remarque importante pour la construction des baromètres. Ayant fait bouillir le mercure pendant très long-temps dans un tube barométrique, il s'aperçut, après l'avoir retourné, que le sommet de la colonne formait un menisque à peu près plan, et même plutôt concave que convexe. On voit par ce qui précède que cette forme de menisque doit avoir une grande influence sur la hauteur des baromètres qui n'ont pas, comme celui de M. Gay-Lussac, l'avantage d'être corrigés d'avance de tous les effets de la capillarité. La cause de ce singulier phénomène a été long-temps inconnue, et l'on doit à M. Dulong une observation récente qui l'explique complétement. M. Dulong a reconnu, par des expériences directes, qu'en prolongeant l'ébullition du mercure à l'air, il se forme un oxide qui se dissout dans le liquide, et cette espèce de dissolution, assez peu différente du mercure par sa densité, en est très sensiblement différente par ses propriétés capillaires, puisqu'elle acquiert à la fin la propriété de mouiller le verre.

Ainsi, pour faire de bons baromètres à cuvette, il faut, autant qu'il est possible, éviter le contact de l'air pendant l'ébullition du mercure.

On doit au P. Abat l'expérience suivante : *a b c*, *fig.* 18, est un tube recourbé contenant du mercure ; le liquide s'y trouve d'abord au même niveau *a c* dans les deux branches ; mais si, après avoir un peu incliné ce tube de manière que le mercure monte vers *c'* et descende vers *a'*, on le ramène ensuite doucement dans sa première position, les sommets des colonnes ne sont plus exactement nivelés ; celui qui s'était élevé reste plus haut, et en même temps sa convexité est plus grande ; l'autre reste plus bas, et sa convexité paraît moindre. C'est un effet de la forme des menisques qui montre combien il faut prendre de soins dans les observations barométriques, et combien il est nécessaire à chaque fois de vaincre par de légères secousses le frottement du mercure contre le verre. Pour que le liquide prenne sa véritable hauteur, il faut, comme nous l'avons déjà dit, que le sommet de la colonne prenne sa véritable forme.

La capillarité ne se manifeste pas seulement au contact des solides et des liquides, on l'observe encore entre les solides eux-mêmes : c'est elle qui retient pressés l'un contre l'autre des plans polis de verre, de marbre, etc., même quand les pressions de l'air sont supprimées. On l'observe pareillement entre les solides et les gaz, car en mettant sous le récipient de la machine pneumatique un vase qu'on vient de remplir d'eau, on aperçoit des bulles nombreuses se former sous le liquide, tapisser toutes les parois, et grossir de plus en plus à mesure que la pression diminue. Des feuilles métalliques, comme l'or battu, présentent ce phénomène d'une manière encore plus sensible, car les bulles d'air qui se forment à leur surface après qu'on les a submergées deviennent, sous le récipient, comme autant de petits ballons qui les font monter ou descendre suivant le degré de pression.

310. *De l'endosmose.* Les phénomènes d'endosmose décou-

verts par M. Dutrochet méritent d'attirer toute l'attention des physiciens et des physiologistes. Pour en mieux faire comprendre le principe, nous décrirons d'abord l'instrument au moyen duquel on peut les rendre sensibles, et que M. Dutrochet appelle *endosmomètre*.

L'*endosmomètre* se compose d'un tube *a* (*Fig.* 23), d'un réservoir évasé *b*, et d'une *cloison c d*. Le tube est en verre; il peut avoir plusieurs décimètres de longueur et quelques millimètres de diamètre intérieur; le réservoir peut recevoir diverses formes et être en verre ou en métal; dans le premier cas on le soude au tube, ou bien on y adapte celui-ci comme un bouchon à l'émeri sur le col d'un flacon; dans le second cas on peut les sceller ensemble avec un mastic convenable; la cloison est formée de la substance solide, et essentiellement poreuse, dont on veut étudier les propriétés; elle doit fermer l'ouverture du réservoir assez exactement pour que le liquide ne puisse entrer ou sortir qu'en la *traversant*.

Voici maintenant les phénomènes que l'on observe, quand, par exemple, la cloison est une membrane de vessie fortement ficelée sur les bords du réservoir, et quand il y a de l'*alcool* à l'intérieur et de l'*eau* à l'extérieur. L'endosmomètre étant soutenu verticalement dans l'eau sans que la cloison touche le fond du vase, l'équilibre *mécanique* s'établit bientôt entre le liquide intérieur, le liquide extérieur et la tension de la cloison. Soit *n* le niveau de l'eau dans le vase, et *n'* le niveau de l'alcool dans l'instrument; après un quart d'heure il y aura un changement considérable, le niveau *n'* se sera élevé de plusieurs millimètres, puis il continuera de s'élever; et si le tube n'a que 4 et 5 *décimètres* de hauteur, on peut s'attendre qu'après un jour le liquide aura gagné le sommet et coulera sur les bords. Voilà sans doute un phénomène bien surprenant et bien remarquable. On ne peut l'attribuer ni à la *capillarité ordinaire*, car elle serait à peine capable de maintenir l'alcool à quelques centimètres au dessus du niveau extérieur,

ni à une diminution dans la capacité du réservoir par la contraction de la vessie, car il y a au contraire augmentation sensible de capacité par le gonflement qu'elle éprouve. Enfin, l'eau s'est infiltrée au travers de la vessie, car on la retrouve dans l'alcool, et elle s'est infiltrée malgré la pression qui tendait à la refouler en sens contraire, et qui tendait aussi à déprimer l'accool pour le ramener à peu près au niveau extérieur *n*. Il y a donc *endosmose* de *l'eau à l'accool* au moyen de la membrane de vessie, c'est à dire infiltration en sens contraire des *pressions hydrostatiques*. Si l'on faisait l'expérience dans un ordre inverse, en mettant l'eau en dedans et l'alcool en dehors, on ne peut guère douter que l'effet inverse ne se manifestât, et que le niveau intérieur de l'eau ne baissât au dessous du niveau libre de l'alcool; il serait bon de le vérifier en y apportant quelques précautions qui ne sont point nécessaires dans l'expérience directe. On pourrait dire alors qu'il y a *exosmose* de l'eau à l'alcool; mais il est plus simple de n'employer qu'une seule expression et de dire toujours qu'il y a *endosmose*, pourvu toutefois que l'on ait soin d'indiquer l'ordre des liquides, et de ne pas exprimer simplement qu'il y a endosmose *entre* deux liquides, mais endosmose de *l'un à l'autre*. M. Dutrochet a reconnu :

1° Qu'il y a endosmose de l'eau à l'eau gommée, à l'acide acétique, à l'acide nitrique et surtout à l'acide hydrochlorique; mais qu'il n'y a pas endosmose d'un liquide à lui-même, non plus que de l'eau pure à l'eau étendue d'acide sulfurique, ou réciproquement;

2° Que diverses membranes végétales et animales jouissent à différens degrés des propriétés dont jouit la vessie; que des plaques de terre cuite, d'ardoise calcinée, d'argile et en général de substances alumineuses en jouissent aussi, quoiqu'à un très faible degré. (Voyez *Ann. de Chim. et de Physiq.*, t. 35 et 37, et l'ouvrage de M. Dutrochet intitulé : *De l'Agent immédiat du mouvement vital*, etc.)

Les forces capillaires telles qu'elles ont été considérées

jusqu'à présent sont certainement insuffisantes pour produire ces résultats, car elles peuvent bien élever un liquide au dessus de son niveau, mais elles ne peuvent jamais le faire sortir du tube ou du canal qui le contient pour l'accumuler et l'étaler sur une grande surface un peu plus élevée que le niveau primitif. Ainsi quand on plonge dans l'eau l'extrémité inférieure d'un tube de verre un peu épais, ayant, par exemple, un centimètre de longueur et un millimètre de diamètre intérieur, le liquide est bien soulevé jusqu'au sommet, puisqu'il monterait jusqu'à trente millimètres de hauteur; mais, arrivé là, il s'arrête et conserve une courbature dont toute la concavité est au dessous du plan qui termine le tube.

La même impossibilité se manifeste aussi dans les canaux capillaires les plus irréguliers (*Fig.* 19). *m* est une mèche de coton, une bande de drap ou une réunion de filamens capillaires quelconques qui plonge dans l'eau par une de ses extrémités *a*; le liquide la remplit bientôt, et lorsqu'on la courbe pour abaisser son autre extrémité *b au dessous* du niveau *n*, on voit le liquide qui coule goutte à goutte comme dans un siphon tres étroit; mais dès qu'on relève un peu cette extrémité pour la remettre au niveau *n*, les gouttes cessent de se former et le liquide ne peut plus sortir.

Pour expliquer les phénomènes d'endosmose, il faut donc recourir à une force différente de la capillarité ordinaire, ou au moins à quelque nouvelle modification de cette force. C'est ce que M. Poisson a fait, en s'appuyant sur des considérations que nous regrettons de ne pouvoir développer ici. (Voyez *La nouvelle théorie de l'action capillaire de M. Poisson*, page 296.)

311. *Indications théoriques.* La théorie des phénomènes capillaires appartenant essentiellement à l'analyse mathématique, nous devons nous borner à faire connaître les principes physiques sur lesquels les géomètres ont établi leurs calculs. Ces principes se réduisent, en dernier résultat,

1° à admettre dans chaque liquide une *force de cohésion* particulière, c'est à dire une force attractive entre les molécules voisines, et 2° à admettre entre les solides et les liquides une *force d'adhésion*, c'est à dire une autre force attractive qui agit entre leurs diverses molécules. Mais ces deux espèces de forces attractives ne pouvant être caractérisées que par leur intensité relative pour une même distance, et par la loi suivant laquelle elles décroissent à mesure que la distance augmente, on conçoit que, faute de données sur ce point, on est condamné à choisir entre une foule d'hypothèses également probables, ou du moins également possibles, et que l'explication à laquelle on arrive dépend de l'hypothèse qu'on adopte. C'est ainsi qu'on a vu paraître d'abord les théories de Jurin, Clairaut, Segner, et dernièrement celle de M. de Laplace et celle du docteur Young. Jurin attribue l'élévation de l'eau dans les tubes capillaires à l'attraction de la partie annulaire du tube à laquelle le sommet de la colonne est contigu; Segner et le docteur Young considèrent les menisques qui terminent les colonnes soulevées ou déprimées, comme des surfaces élastiques agissant par leurs tensions ; Clairaut, sans entrer dans l'explication détaillée des phénomènes, s'élève en quelque sorte au dessus de toutes les hypothèses par la fécondité de son analyse, et démontre ce résultat remarquable, savoir : que si la loi d'attraction de la matière du tube sur le fluide ne diffère que par son intensité de la loi de l'attraction du fluide sur lui-même, le fluide s'élèvera au dessus du niveau, tant que l'intensité de la première de ces attractions surpassera la moitié de la seconde. Si elle en est exactement la moitié, il est facile de s'assurer que le fluide aura dans le tube une surface horizontale, et qu'il ne s'élèvera pas au dessus du niveau. Si les deux intensités sont égales, la surface du fluide dans le tube sera concave, de la forme d'une demi-sphère, et il y aura élévation du fluide. Si l'intensité de l'attraction du tube est nulle ou insensible, la surface du fluide dans le tube sera

convexe, de la forme d'une demi-sphère, et il y aura dépression du fluide. Entre ces deux limites, la surface du fluide sera celle d'un segment sphérique, et elle sera concave ou convexe, suivant que l'intensité de l'attraction de la matière du tube sur le fluide sera plus grande ou plus petite que la moitié de celle de l'attraction du fluide sur lui-même.

M. de Laplace admet que les forces attractives qui produisent les phénomènes capillaires décroissent avec une telle rapidité, qu'elles sont nulles à des distances sensibles; et quand un liquide s'élève dans un tube, il suppose qu'une couche infiniment mince de ce liquide s'attache d'abord aux parois du tube, et forme un tube intérieur qui agit seul par son attraction pour soulever la colonne et pour la maintenir à une hauteur déterminée qui dépend de la cohésion du liquide et de sa densité. C'est en partant de ces principes qu'il explique l'ensemble des phénomènes capillaires (*Mécanique céleste*, Supplément au Xe livre). Enfin M. Poisson a introduit dans les équations générales les variations rapides de densité que les liquides éprouvent près de leurs surfaces libres ou près des parois qui les limitent, et cette considération importante lui a servi à établir une théorie nouvelle qui se trouve à l'abri des objections que le docteur Young avait élevées contre la théorie de M. de Laplace.

CHAPITRE II.

Structure des Corps.

312. On peut étudier la structure des corps sous deux points de vue :

1° En considérant seulement leurs formes extérieures pour en déduire quelques lois générales sur leur formation, ou plutôt sur les différens modes suivant lesquels leur volume a dû prendre des accroissemens successifs et toujours réguliers ; 2° en observant les propriétés physiques, souvent très diverses, que nous présente une même substance pour en déduire quelques données sur l'arrangement intérieur de ses molécules.

L'étude des formes régulières et variées que prennent les minéraux constitue à elle seule une science importante que l'on appelle *cristallographie* ; mais comme il nous serait impossible, sans nous écarter de notre plan, de donner les premières notions de cette science, nous renverrons le lecteur au Traité de Haüy, au Traité plus récent et plus complet de M. Beudant, et aux beaux Mémoires que M. Mitscherlich a publiés sur ce sujet dans les *Annales de Chimie*, depuis 1824.

Ainsi, nous nous bornerons à examiner les propriétés physiques des corps, et les indications qu'elles peuvent nous donner sur l'arrangement moléculaire ; il n'y a sur ce point aucune théorie, ou pour mieux dire, aucun fait complétement expliqué ; nous serons donc réduits à présenter une simple énumération des phénomènes, en nous efforçant de rapprocher ceux qui paraissent dépendre des mêmes causes.

313. Les fluides, en général, soit à l'état gazeux, soit à l'état liquide, nous offrent dans toutes leurs parties une mo-

bilité si grande qu'elle semble exclure toute idée d'arrangement déterminé. Dans une masse d'eau, par exemple, il ne faut qu'une très petite force pour que la molécule qui est au centre se déplace et vienne à la superficie, ou pour qu'une molécule superficielle s'enfonce au contraire, et siltonne toute la masse, suivant une route plus ou moins sinueuse. Un léger mouvement, un changement de température presque insensible, sont toujours des causes suffisantes pour produire ces déplacemens et pour bouleverser toutes les positions relatives des molécules. Ce phénomène, que nous pouvons observer en petit dans des vases transparens où flottent des poussières visibles, est un phénomène général qui se répète plus en grand dans toutes les masses fluides que nous offre la nature. Ainsi, dans le lac le plus tranquille en apparence, il y a tant de causes sans cesse changeantes qui sollicitent les molécules liquides, que l'on peut bien assurer aussi qu'elles sont à tout moment déplacées; de même, dans l'atmosphère pendant le calme le plus absolu, on peut être bien assuré que les molécules n'ont point de repos; et si la masse d'air paraît immobile dans son ensemble, elle n'en est pas moins agitée de mille manières dans toutes ses parties. Cette circulation perpétuelle des fluides semble indiquer une parfaite homogénéité de structure; cependant, dans l'ignorance où nous sommes sur les derniers élémens de la matière, nous ne pouvons rien affirmer sur l'état d'agrégation des molécules elles-mêmes : il est possible, par exemple, qu'une molécule d'eau, qui est si mobile par rapport aux molécules qui l'environnent, soit un composé de plusieurs molécules élémentaires, assemblées par des forces permanentes, et retenues à distance dans des positions parfaitement fixes; car la fixité dans la structure des molécules secondaires n'empêcherait pas leur mobilité relative. Mais pour ne pas se faire une fausse idée de l'état d'agrégation des liquides et des gaz, il ne faut admettre implicitement ni qu'ils sont composés de molécules simples ou isolées, roulant ou glissant l'une sur l'autre avec

la plus grande facilité, ni qu'ils sont composés de molécules secondaires, ou d'atomes plus ou moins nombreux, groupés d'une manière fixe, et se déplaçant tout d'une pièce, sans qu'il y ait de changement dans les positions respectives de leurs élémens; car, jusqu'à présent, il n'y a dans la science aucune donnée certaine pour lever nos incertitudes sur ce point.

Les corps solides offrent plus de prise à nos observations, parce qu'ils peuvent, pour la plupart, prendre naissance, se former et s'accroître sous nos yeux, et parce qu'ils ont en général des propriétés qui sont en rapport avec leur structure intime. Ce sont ces propriétés que nous allons étudier, en distinguant celles qui peuvent être imprimées aux corps postérieurement à leur formation, et celles qui dépendent essentiellement de leur origine, c'est-à-dire des circonstances dans lesquelles ils ont pris leur solidité.

314. *Des changemens de structure que peuvent prendre les corps solides sans perdre leur solidité.*

Changement de forme des cristaux. M. Mitscherlich, en étudiant les propriétés optiques de la chaux sulfatée, a reconnu que dans les lames cristallisées de cette substance, la structure intérieure change avec la température, sans qu'on puisse apercevoir à l'extérieur aucune modification sensible, ni sur les côtés, ni sur les faces polies de ces lames. D'autres substances cristallisées lui ont ensuite présenté le même phénomène.

Le sulfate de nickel, en cristaux prismatiques, ayant été exposé, en été, à la lumière solaire, dans un vase fermé, les particules ont changé de position dans la masse solide, sans que l'état fluide ait eu lieu; et lorsqu'au bout de quelques jours on a brisé les cristaux dont la forme extérieure n'était point changée, on les a trouvés composés d'octaèdres à bases carrées, offrant parfois un volume de quelques lignes (*Ann. de Chim.*, t. 37, page 205).

Le séléniate de zinc à forme prismatique, exposé au soleil

sur une feuille de papier, se transforme aussi en peu d'instans en cristaux octaèdres à base carrée.

Des cristaux de sulfate de magnésie et de sulfate de zinc, chauffés graduellement dans l'alcool jusqu'au point d'ébullition de ce liquide, perdent peu à peu leur transparence; et lorsqu'on les brise, on les trouve composés d'un grand nombre de nouveaux cristaux très petits, qui sont, pour la forme, entièrement différens de ceux qu'on avait employés.

Ces faits remarquables, et bien constatés par un habile observateur, démontrent jusqu'à l'évidence que, même dans les corps solides, les molécules constituantes n'ont pas des positions relatives invariables, mais qu'elles peuvent encore changer de place, s'arranger et passer successivement par des états d'agrégation complétement différens.

De la trempe et du recuit. L'arrangement des molécules ne se montre pas toujours par des facettes cristallines : par exemple, dans les propriétés qui résultent de la trempe, quelque tranchées qu'elles soient, il nous est à peu près impossible de démêler les diverses structures qui correspondent dans un même corps aux divers degrés de trempe; mais comme on ne voit rien en lui qui puisse varier, excepté l'arrangement de ses molécules, on est bien porté à conclure que c'est là la cause qui lui donne les qualités si singulières et si diverses que nous observons et dont nous allons essayer de prendre une idée.

Il n'y a que très peu de corps qui soient susceptibles de recevoir la trempe : l'acier est du nombre, soit qu'il ait été obtenu *naturellement*, ou par *cémentation*, ou par *fusion*. Pour tremper l'acier, il suffit de le porter à une haute température et de le refroidir brusquement. Les divers degrés de trempe dépendent et de l'élévation de la température et de la rapidité du refroidissement.

En partant du *rouge-blanc*, le refroidissement subit dans le mercure, dans le plomb ou dans quelque acide, donne la *trempe la plus dure*; le refroidissement dans l'eau donne une

trempe un peu moins dure, et le refroidissement dans les corps gras, comme l'huile ou le suif, donne des trempes encore un peu moins dures.

En partant du *rouge-rose*, du *rouge-vif*, du *rouge-cerise*, ou du *rouge-brun*, on a des trempes toujours décroissantes, c'est à dire toujours moins dures, et d'autant moins que le corps refroidissant est moins actif; ainsi, pour chacune de ces températures, l'huile paraît donner une trempe moins dure que l'eau, et l'eau une trempe moins dure que le mercure.

L'acier qui a reçu la plus forte trempe est plus cassant que le verre : il arrive assez souvent que les coins qui servent à frapper les monnaies et les médailles se brisent naturellement sans recevoir de chocs ni de pressions, même dans des lieux où la température varie peu.

Les instrumens qui doivent avoir une trempe très dure ne doivent l'avoir en général que dans une petite partie de leur volume; aussi se garde-t-on de les tremper en entier : les burins, par exemple, ne sont trempés que dans une petite partie de leur longueur, et c'est ainsi qu'ils peuvent être très durs à la pointe, et cependant assez solides et assez résistans dans leur ensemble.

Les ouvriers qui travaillent l'acier savent donner à chaque instrument le degré de trempe qui lui convient suivant l'usage auquel il est destiné; mais on conçoit qu'il serait bien difficile de saisir ce point avec précision si l'on n'avait pour guide que la nuance du rouge à laquelle il faut plonger l'acier dans le mercure ou dans l'eau pour lui faire prendre toutes les qualités qu'on se propose de lui donner, aussi est-il bien rare que l'on suive cette méthode. On a un autre moyen de varier la trempe avec certitude, et pour ainsi dire à volonté : ce moyen est le *recuit*; il repose sur la propriété que possède l'acier trempé dur, de se détremper peu à peu suivant le degré de chaleur auquel on l'expose. On commence donc par donner une trempe trop dure, et on la réduit graduel-

lement. La seule difficulté est d'avoir une série de caractères auxquels on puisse reconnaître les divers degrés de chaleur par lesquels on passe. Or, ces caractères se présentent d'eux-mêmes dans l'acier : lorsqu'il a été trempé et qu'on l'expose pour le recuire sur des charbons allumés ou seulement sur du poussier de charbon, sa surface prend des couleurs très marquées qui changent avec la température. Ces couleurs sont les suivantes : jaune paille, rouge pourpre, bleu violet, bleu, bleu clair couleur d'eau. Il paraît qu'en partant d'une trempe dure, il faut, pour avoir la trempe des canifs et des rasoirs, arrêter le recuit au jaune paille, l'arrêter au pourpre pour avoir celle des couteaux et des ciseaux, au bleu pour celle des ressorts de montre, et seulement à la température du rouge naissant pour avoir celle des ressorts de voiture. Il est bien rare que des pièces d'acier bien dressées ne se déforment pas par la trempe, et souvent le recuit qu'elles doivent éprouver n'est pas assez grand pour qu'on puisse les redresser au marteau ; c'est, par exemple, ce qui arrive aux aiguilles magnétiques, car il est bon de ne pas les recuire jusqu'au bleu. Dans ce cas on chauffe les pièces dans un tube ou dans un manchon de fer, afin qu'elles prennent plus sûrement une température uniforme dans toute leur étendue, et ensuite on les laisse tomber verticalement dans l'eau, d'une hauteur un peu grande, afin que tous les points de la surface soient saisis par le froid presque au même instant.

Le verre peut être trempé comme l'acier, et s'il est impossible de lui donner par le recuit la souplesse et l'élasticité des ressorts, il est possible au moins de diminuer beaucoup sa fragilité. Tout le monde sait comment se font les *larmes bataviques*, et comment elles se réduisent en poussière dès qu'on en brise la pointe. Puisqu'elles se forment en versant du verre fondu dans l'eau froide, et puisqu'elles éclatent en mille fragmens lorsqu'on rompt en quelque point leur continuité, il est évident qu'elles sont tout-à-fait analogues à l'acier fortement trempé ; aussi lorsqu'on

fait recuire une larme batavique jusqu'à une température voisine du rouge, elle devient comme du verre ordinaire et ne se brise plus que dans les points qui reçoivent le choc. C'est pour cela que dans les verreries on prend grand soin de recuire les pièces qui sont soumises pendant leur fabrication à un refroidissement un peu rapide.

Nous verrons dans la polarisation de la lumière un procédé curieux pour observer l'arrangement moléculaire des corps diaphanes, et nous reconnaîtrons par exemple que le verre est presque toujours trempé en plusieurs points de sa masse, à moins qu'il n'ait été refroidi avec beaucoup de précautions.

Il y a une substance qui présente des phénomènes de trempe d'autant plus singuliers, qu'ils sont exactement opposés à ceux que présente l'acier : cette substance est l'alliage des instrumens chinois que nous connaissons sous le nom de *tam-tam;* elle se compose de quatre parties de cuivre pour une partie d'étain. Quand l'alliage des tam-tams est lentement refroidi, il est fragile comme le verre; au contraire, quand il est refroidi rapidement il devient malléable, il peut être travaillé au marteau, façonné en instrumens, et exécuter par son élasticité ces vibrations multipliées qui produisent des sons si graves et si pleins. C'est même d'après cette observation curieuse que nous pouvons maintenant en France exécuter des tam-tams, moins bons peut-être que ceux des Chinois, mais assez sonores cependant pour entrer dans nos orchestres.

On a coutume d'expliquer les phénomènes de la trempe du verre et de l'acier, en disant que les molécules superficielles saisies par le froid se consolident brusquement en formant une espèce de voûte qui enveloppe de toutes parts le noyau intérieur, tandis qu'il est encore très dilaté par la chaleur : si ce noyau se refroidissait librement, il diminuerait de volume; mais forcé comme il l'est d'occuper en se refroidissant le même espace qu'il occupait étant très chaud,

ses molécules éprouvent une grande tension et font un effort continuel pour briser la voûte de dehors en dedans, et la brisent en effet avec explosion quand une cause extérieure vient favoriser leur action. Par cette espèce de comparaison l'on explique tout au plus la facilité avec laquelle le verre trempé se brise ou se réduit en poudre, mais l'on n'explique ni la dureté que prend l'acier, ni l'élasticité, ni les autres propriétés remarquables qui correspondent aux divers degrés de trempe, et l'on n'explique pas à plus forte raison ce qui arrive à l'alliage des tam-tams. On a coutume de dire aussi que les autres corps n'ont pas la propriété de se tremper, mais cela signifie seulement qu'ils n'ont pas la propriété de devenir fragiles par le refroidissement, car il est bien probable que tous les corps brusquement refroidis diffèrent des corps recuits par quelques propriétés physiques, comme ils en diffèrent par leur densité ou par la marche de leur dilatation.

De l'écrouissage. Lorsqu'un corps métallique peut être martelé à froid sans se rompre et sans se gercer, il devient ordinairement plus ferme, plus élastique, plus sonore, et l'on dit alors qu'il est *écroui*. Le laiton, l'argent, le cuivre, l'étain et même le plomb présentent de grandes différences dans leurs propriétés lorsqu'ils ont été simplement fondus et refroidis ou lorsqu'ils ont reçu un écrouissage convenable. Ce qui se produit par le marteau se produit encore à un degré plus ou moins marqué par l'action de la lime, par celle du burin et par les pressions qui s'exercent dans les trous des filières ou entre les cylindres des laminoirs. Lorsqu'un métal a été trop fortement écroui par l'une ou l'autre de ces actions mécaniques il devient cassant au point qu'il est impossible de le courber ou même de continuer sur lui le même travail sans le voir se rompre ou se gercer. Alors on le fait recuire comme l'acier qui a reçu une trempe trop dure, et l'on peut sans danger le reporter sous le marteau ou lui donner d'autres traits à la filière. Toutes ces propriétés méritent

quelque attention de la part des physiciens, car elles peuvent avoir une influence sur beaucoup de phénomènes, tels que l'élasticité, la dilatation, la conductibilité pour la chaleur ou pour l'électricité, et particulièrement sur les irrégularités que présentent quelquefois les instrumens de précision; car il suffit, par exemple, qu'un cercle soit inégalement écroui dans les divers points de son contour ou de son épaisseur pour qu'il se tourmente et se gauchisse avec le temps.

315. *Des propriétés que prennent les corps en se consolidant après une fusion complète ou incomplète.*

Cristallisation de l'eau. Il y a peu d'observateurs qui n'aient eu la curiosité d'examiner la congélation de l'eau, et de suivre l'accroissement des fines aiguilles de glace qui se forment d'abord à sa superficie ou sur les solides qu'elle touche. D'un instant à l'autre ces aiguilles se développent et se ramifient de mille manières par le progrès de la solidification. Il est rare, à la vérité, qu'elles prennent des formes cristallines régulières comme celles que l'on observe dans le givre ou la neige (voyez *la météorologie*); mais leur aspect suffit cependant pour montrer comment les corps solides se constituent, et comment, dans un volume donné de glace, on peut concevoir une infinité de surfaces courbes, qui séparent ce qui a été solide dans un moment de ce qui a été solide dans l'instant suivant. C'est au reste ce que nous allons mieux voir encore par d'autres exemples.

Cristallisation du soufre. Un cylindre de soufre paraît à peu près homogène à l'extérieur, mais lorsqu'on le brise on voit autour de son axe une infinité de petites aiguilles transparentes qui se croisent sous tous les angles. Cette cristallisation régulière s'est opérée dans l'intérieur, parce que le refroidissement y a été plus lent qu'à l'extérieur. En effet, la grandeur des cristaux dépend de la masse qui était en fusion et de la rapidité de son refroidissement. En faisant fondre ensemble 50 livres de soufre, M. Mitscherlich a obtenu des cristaux d'un demi-pouce d'épaisseur qui avaient une

grande régularité. Le bain était refroidi lentement pendant quatre ou cinq heures, et l'on perçait la croûte épaisse qui s'était formée au dessus pour *décanter* le liquide intérieur. Ces cristaux, une fois formés, ne se seraient pas sans doute décomposés pendant la solidification du liquide restant; ils se seraient seulement enveloppés de nouvelles couches solides plus ou moins régulières, et lorsqu'on aurait brisé la masse après une solidification complète, *sans décantation*, la cassure, tout en présentant quelques facettes cristallines, n'aurait pu donner une juste idée de l'état d'agrégation des molécules.

Cristallisation du bismuth. Le bismuth très pur est, parmi tous les métaux, celui qui cristallise avec la plus grande facilité; on le fait fondre dans un creuset, on le verse dans un test peu chauffé d'avance, et l'on attend que la croûte superficielle ait acquis une solidité convenable; alors on *décante*, c'est à dire que l'on prend le test comme pour verser ce qu'il contient; le liquide intérieur coule après avoir percé la croûte par son poids, et la calotte solide qui reste attachée au test présente des cristaux irisés de plusieurs lignes de surface, formant par leur arrangement mille reflets et mille accidens singuliers.

Cette expérience curieuse et la précédente sont bien propres à nous faire concevoir la structure intérieure des corps; ce n'est qu'en suspendant ainsi leur formation, et en séparant à un instant donné ce qui est déjà solide de ce qui reste encore liquide, que l'on peut se faire une idée des groupemens moléculaires qui constituent les masses. Et comme les cristaux qu'on obtient par ce procédé dépendent, pour leur grandeur et leur arrangement, de la vitesse avec laquelle la masse se refroidit, on ne peut douter que toute la texture d'un corps solide quelconque ne dépende des circonstances sous lesquelles il s'est consolidé.

Consolidations sous diverses pressions. La pression sous laquelle se trouve le liquide au moment où il se solidifie exerce

aussi, pour l'ordinaire, une influence marquée sur l'état d'agrégation qui en résulte. Ainsi, lorsqu'on jette dans le moule une cloche de grandes dimensions, les couches inférieures ne prennent pas exactement la même texture que les couches supérieures; il en est de même pour les canons, et l'on sait qu'il n'est pas indifférent de les jeter dans un moule horizontal ou vertical, ni de les forer en plaçant l'âme à la partie supérieure ou inférieure du cylindre de coulée.

De la fonte et de l'acier fondu. Il y a des corps qui semblent changer de nature par des fusions répétées, tels sont le laiton, la fonte et l'acier; mais on peut remarquer en général que ces modifications ne se montrent que dans les corps composés qui peuvent éprouver quelque altération dans les proportions de leurs principes constituans, soit par la haute température à laquelle ils sont soumis, soit par l'action des corps étrangers avec lesquels ils sont en contact. Ainsi, quand la fonte douce devient aigre par une seconde ou par une troisième fusion, il est probable que cet effet singulier ne tient pas seulement à des états d'agrégation différens, mais bien à des proportions variables de charbon que l'analyse chimique ne peut assigner. Il en est sans doute de même pour l'acier fondu, car de très petites différences dans les proportions du charbon pourraient donner des états cristallins très différens à l'œil.

Du fer. Il paraît que le fer du commerce le mieux purifié contient encore des traces de charbon, et comme dans cet état on éprouve déjà de grandes difficultés à le mettre en fusion, l'on peut conclure que du fer absolument pur serait excessivement difficile à fondre, surtout à cause de la nécessité où l'on serait d'éviter le contact de toutes les matières charbonneuses. Ce n'est donc pas par une fusion complète que l'on obtient le fer dans les arts, mais seulement par une fusion pâteuse qui donne aux molécules assez de liberté pour qu'elles puissent s'arranger et même former divers systèmes cristallins, très perceptibles dans la cassure. Ce métal nous

donne donc une nouvelle preuve que, même à l'état solide et sans liquéfaction, les molécules peuvent se déplacer et s'agréger par leur affinité mutuelle, de manière à produire des cristaux plus ou moins volumineux. Car les martinets qui corroient le fer, et les cylindres qui le compriment pour en chasser les scories liquides, peuvent bien lui donner de la ténacité; mais à coup sûr ces forces mécaniques sont peu propres à déterminer les cristallisations régulières qu'on y observe souvent.

Du platine. Le platine en petites masses peut bien être fondu par l'action de la pile ou par celle d'un chalumeau à gaz oxigène, mais il est si réfractaire que nos moyens les plus efficaces ne peuvent en fondre que des parcelles. Cependant on sait à présent l'obtenir en grande masse; on le passe à la filière, on le lamine, on le travaille au marteau pour en faire des fils, des tubes, des creusets, des cornues, des siphons, des chaudières et plusieurs autres instrumens qui sont d'une grande utilité dans la chimie et dans les arts. Toutes ces formes qu'il peut prendre supposent entre ses molécules une affinité puissante et une mobilité assez grande pour qu'elles puissent s'arranger sans que la masse soit liquéfiée. Pour mieux faire comprendre cette vérité, il suffit de rappeler en peu de mots la série des manipulations que reçoit le platine pour être tiré du minerai et transformé en une masse solide.

D'abord on fait passer le minerai par une série de dissolutions qui ont pour objet de séparer le platine des nombreux métaux auxquels il est allié, et l'on arrive enfin à une dissolution qui ne contient plus que de l'hydrochlorate de platine et d'ammoniaque.

Ce sel double se précipite par l'évaporation en une poudre dont la couleur est un jaune orangé assez éclatant.

On l'expose à une haute température, et tout se vaporise, excepté le platine qui reste en masse spongieuse, plus friable que de la cendre agglomérée par le feu. C'est avec

cette poussière infusible que l'on parvient à faire une masse solide et homogène.

Il n'est sans doute pas nécessaire d'entrer dans de plus longs développemens sur les divers modes d'agrégation par lesquels peuvent passer les corps solides soumis à l'action du feu; l'art de la verrerie, la fabrication des porcelaines et des poteries, nous en offriraient encore une foule d'exemples.

316. *Des propriétés que prennent les corps en se précipitant des dissolutions qui les contiennent.* S'il y a, comme nous venons de le voir, un grand nombre de corps solides que l'on peut obtenir par la voie sèche ou par l'action du feu, il y en a beaucoup d'autres que l'on ne peut obtenir que par *la voie humide*, c'est à dire par des liquides qui les prennent en dissolution et qui les laissent déposer par l'évaporation. C'est ainsi, par exemple, que le sel ordinaire se produit dans les marais salans par l'évaporation de l'eau de mer, et que le sucre solide se tire du suc de cannes ou de betteraves convenablement évaporé. Les corps que l'on obtient par cette voie peuvent prendre des structures encore plus distinctes et plus variées dans leurs apparences que ceux que l'on obtient par le feu. Quand l'évaporation s'accomplit lentement dans un lieu tranquille, sans variations sensibles de température, le corps solide qui se dépose s'arrange en beaux cristaux parfaitement réguliers, transparens pour l'ordinaire, et terminés par de larges faces planes et polies; mais quand l'évaporation est très rapide, le corps solide se précipite en poudre opaque, qui n'offre aucune trace de régularité ni d'agrégation. Entre ces deux extrêmes, il est vrai de dire en général que le corps solide prend en se précipitant toutes les nuances de structure que l'on peut imaginer, depuis l'état pulvérulent le plus informe jusqu'à l'état cristallin le plus parfait. Ainsi la pierre à bâtir ordinaire (*carbonate de chaux*) et le beau marbre blanc de Carrare ou de Paros ne sont qu'une même substance qui a pris à son origine des états d'agrégation différens; le marbre lui-même n'est encore

qu'une *cristallisation confuse*, car elle est sans transparence, et il y a bien des degrés intermédiaires entre sa structure et celle des cristaux limpides du *spath d'Islande*. Pareillement le charbon, la houille, le lignite, l'anthracite et le diamant ne sont qu'une seule et même substance diversement agrégée. Toutefois nous pouvons artificiellement produire des cristaux de chaux carbonatée, tandis que, jusqu'à présent, l'on n'a fait pour produire le diamant que des essais malheureux.

Les substances qui se déposent en cristallisant dans les dissolutions aqueuses se combinent ordinairement avec une certaine quantité d'eau qu'elles conservent à l'état sec, et que l'on appelle *l'eau de cristallisation*.

M. Haidinger avait observé, et M. Mitscherlich a confirmé par un grand nombre de faits cette vérité importante, qu'une même substance, en cristallisant à diverses températures, peut prendre des proportions variables d'eau de cristallisation et en même temps affecter des formes différentes. Ainsi le sulfate de soude, qui est comme on sait plus soluble à 33° qu'à tout autre degré de chaleur moindre ou plus élevé, cristallise à cette température sans eau de cristallisation, tandis qu'à la température ordinaire il prend de l'eau et une tout autre forme.

Le séléniate de zinc peut prendre trois proportions d'eau et trois formes distinctes, suivant qu'on le fait cristalliser dans une dissolution chaude, dans une dissolution tempérée ou dans une dissolution convenablement refroidie.

Comme chaque forme primitive peut donner naissance à de nombreuses variétés de formes secondaires, on conçoit toutes les différences caractéristiques qu'une même substance peut offrir dans sa structure lorsqu'elle est ainsi obtenue par la voie humide, et toutes les différences encore plus tranchées qu'elle offrirait si l'on tenait compte des cristallisations confuses.

CHAPITRE III.

De l'Elasticité.

317. Tous les corps sont élastiques, c'est à dire qu'ils peuvent tous, sans se rompre ou se désagréger, éprouver par des actions mécaniques quelques changemens dans leur structure, leur forme ou leur volume, et reprendre *exactement* leur état primitif dès que ces puissances mécaniques cessent d'agir sur eux. Nous avons déjà fait voir que les volumes des gaz dépendent des pressions qu'ils supportent, et qu'à température égale ils reprennent toujours le même *volume* sous la même pression; cette propriété constitue une espèce d'élasticité que nous appellerons *élasticité de compression*; c'est la seule dont jouissent les gaz, et à peu près la seule aussi dont paraissent jouir les liquides. Les solides la possèdent comme les liquides et les gaz, mais en outre ils peuvent être fléchis ou allongés, et reprendre leurs dimensions ou leur *forme*, ce qui constitue *l'élasticité de tension*; enfin ces corps peuvent être plus ou moins tordus sans cesser de revenir à leur disposition ou plutôt à leur structure primitive, ce qui constitue *l'élasticité de tension*. Nous allons successivement étudier ces diverses propriétés.

318. *De la compressibilité des liquides et de la chaleur qui en résulte.* L'appareil au moyen duquel M. OErsted observe et mesure la compressibilité des liquides est représenté dans la *fig.* 24; il se compose essentiellement d'un réservoir de compression de verre épais *a*, et d'un réservoir à tube capillaire *b* que l'on appelle un *piézomètre*, qui est représenté plus en grand dans la figure 25; on voit que le tube se termine par un petit entonnoir. Un point important pour

l'exactitude de l'instrument est de graduer ce tube en parties égales qui soient une fraction connue de la capacité entière du réservoir piézométrique ; pour cela on détermine le poids du mercure contenu dans le piézomètre, qui sera, par exemple, 1000 grammes, et le poids du mercure contenu dans une longueur donnée du tube, qui sera par exemple 2 décigrammes pour une longueur de 100 millimètres. Alors il est évident que la capacité correspondante à 1 millimètre du tube (supposé bien calibré) sera 0,000002 de la capacité du cylindre, et comme on peut lire aisément les demi-millimètres, soit sur le tube lui-même divisé au diamant, soit sur une échelle qui lui est adaptée, on pourra observer les millionièmes du volume primitif.

Supposons maintenant qu'on veuille employer ce piézomètre à déterminer la compressibilité de l'eau : on le remplit de ce liquide bien purgé d'air, et, par de légères variations de chaleur, on fait pénétrer dans le tube une petite colonne d'air, de mercure ou de carbure de soufre qui sépare et limite le volume d'eau sur lequel on veut opérer. Le piézomètre ainsi ajusté, on adapte à son échelle un petit manomètre à air *c*, c'est à dire un tube cylindrique de 10 à 15 millimètres de diamètre, de 15 à 20 centimètres de longueur, fermé en haut et ouvert en bas ; on le porte dans le réservoir de compression préalablement rempli d'eau, en prenant toutes les précautions nécessaires pour qu'il n'éprouve aucun changement sensible de température, car il ne faudrait peut-être qu'un demi-degré d'élévation pour repousser l'index dans l'entonnoir, et un ou deux degrés d'abaissement tout au plus pour le faire tomber dans le cylindre. Il reste à comprimer la grande masse d'eau du réservoir, afin qu'elle transmette sa pression au liquide contenu dans le piézomètre au moyen de l'ouverture de l'entonnoir ; pour cela on visse la pompe sur la forte virole en métal *e* qui termine le réservoir en verre, et l'on serre fortement avec une clef *f* pour intercepter tous les joints. On voit en *g* un tube par lequel

on verse de l'eau jusqu'au piston h, et que l'on ferme ensuite ; pendant ce temps-là, l'air s'échappe par l'ouverture latérale i, qui doit à son tour être fermée par le piston dès qu'il commence à descendre. Enfin, cela fait, il suffit de tourner la traverse k pour faire descendre dans son écrou la vis l, qui pousse le piston devant elle, et alors on observe en même temps le manomètre, pour avoir la mesure de la pression, et l'index du piézomètre pour avoir la diminution de volume correspondante. Ce résultat direct doit toutefois subir une correction pour être exact : M. Poisson a démontré (*Mém. de l'Acad. des Scien.*, *et Ann. de Phys. et de Chim.*, 1827 et 1828) que la capacité du piézomètre diminue pendant la compression et qu'elle devient :

$$c\left(1-\frac{3\delta}{2}\right)$$

sous la pression p,

δ étant la contraction qu'éprouverait dans sa longueur une tige de même substance que le piézomètre et supportant à ses deux bouts *seulement* la même pression p, rapportée à l'unité de surface.

Si au lieu de presser cette tige on la tirait dans sa longueur avec le même effort, on admet qu'elle prendrait le même allongement δ ; ainsi, d'après les expériences de MM. Colladon et Sturm, une baguette de verre s'allongeant de 11 dix millionièmes lorsqu'elle est tirée avec un effort égal à une atmosphère, c'est à dire de 1_k par centimètre carré, il en résulte que c étant la capacité d'un piézomètre de verre sous la pression ordinaire, cette capacité devient c (1-0,0000165 n), sous un nombre n d'atmosphères de plus. En adoptant donc l'allongement du verre observé par MM. Colladon et Sturm, bien qu'il puisse rester quelque doute sur sa vraie valeur, et en corrigeant les observations directes d'après cette donnée, on obtient les résultats contenus dans le tableau suivant :

Tableau de la compressibilité des liquides.

NOMS des SUBSTANCES.	COMPRESSIBILITÉ POUR UNE ATMOSPHÈRE évaluée en millionièmes du volume primitif.	
	COLLADON ET STURM.	OERSTED.
Mercure.	3.38	2.65
Acide sulfurique. . . .	30.35	»
Acide nitrique.	30.55	»
Sulfure de carbone. . .	»	31.65
Ammoniaque	33.05	»
Acide acétique.	40.55	»
Eau non privée d'air . .	47.85	»
Eau privée d'air.	49.65	46.65
Éther nitrique.	69.85	»
Essence de térébenthine.	71.35	»
Éther acétique.	77.65	»
Éther hydrochlorique. .	84.25 p. la 1re atm.	»
Id.	80.60 p. la 9e atm.	»
Alcool.	94.95 p. la 1re atm.	21.65
Id.	91.85 p. la 9e atm.	»
Id.	87.35 p. la 24e atm.	»
Ether sulfurique à 1°. .	131.35 p. la 1re atm.	61.65
Id.	120.45 p. la 24e atm.	»
Id. à 11°.	148.35 p. la 1re atm.	»
Id.	139.35 p. la 24e atm.	»

On voit qu'en général les nombres de MM. Colladon et Sturm sont un peu plus forts que ceux de M. Œrsted. La différence est faible pour le mercure et pour l'eau ; mais elle est considérable pour l'éther sulfurique, et bien plus grande encore pour l'alcool. Ces deux derniers liquides et l'éther hydrochlorique donnent lieu à une observation importante, c'est que la compressibilité diminue à mesure que la pression augmente ; enfin l'on remarque une augmentation très sensible dans la compressibilité de l'éther sulfurique, depuis la température 0° jusqu'à la température de 11°.

La chaleur qui se dégage pendant la compression des liquides est toujours si faible qu'elle n'a pas pu être observée avec certitude.

319. *De l'élasticité de tension et de la ténacité.* — Les corps solides travaillés en fils, en tiges ou en barres, éprouvent divers phénomènes lorsqu'ils sont tirés dans le sens de leur axe par des forces successivement croissantes : 1° leur longueur augmente et leur diamètre diminue ; 2° ils reviennent exactement à leurs dimensions primitives quand les forces tractives viennent à cesser sans avoir dépassé certaines limites ; 3° au delà de ces limites, ils restent allongés dans un sens et rétrécis dans l'autre ; 4° pour des forces plus grandes encore ils se rompent, tantôt brusquement dans toute leur largeur, tantôt lentement en s'amincissant de plus en plus.

1° Il est naturel de supposer que pendant la traction le volume du corps augmente à peu près comme il diminue pendant la compression. C'est, en effet, ce que M. Cagniard La Tour a observé en étirant un fil de cuivre dans un long tube rempli d'eau et convenablement disposé ; et M. Poisson a démontré que, si l'on représente en général par a l'allongement que prend par la traction un cylindre dont la longueur est l'unité, le rétrécissement dans le sens per-

pendiculaire à l'axe sera seulement $\frac{a}{4}$. De telle sorte que le volume primitif étant v, le volume pendant la traction sera

$$v\left(1+\frac{a}{2}\right)$$

2° Pour démontrer *que les fils et les tiges ont une élasticité parfaite entre certaines limites et qu'ils prennent des allongemens proportionnels aux forces de traction*, l'on emploie des procédés différens : lorsqu'il s'agit de fils très flexibles, voici l'appareil dont on peut faire usage : une barre de fer *f* (*fig.* 26) est disposée horizontalement à une hauteur convenable ; vers ses extrémités, elle porte des montants verticaux armés de pinces, *p* et *p'* ; le fil que l'on veut soumettre à l'expérience est fixé à l'une des pinces et tendu horizontalement par un poids connu. Lorsqu'il a pris sa tension, l'on serre la seconde pince pour avoir exactement la longueur sur laquelle on opère. Près de l'appareil, on dispose le kathétomètre décrit t. I, p. 227, et l'on observe la hauteur du milieu du fil ; ensuite on le charge successivement de différens poids au moyen d'un petit bassin muni d'un crochet. On observe de nouveau la position du milieu du fil, et l'on a ainsi d'une manière très exacte la hauteur de la flèche *mm'*. Alors il suffit de calculer le triangle rectangle *mm'p*, pour en déduire *pm'—pm* ou la moitié de l'allongement ; quant à la tension que le fil éprouve, on la déduit, par les règles ordinaires de la mécanique, des poids dont on a chargé le bassin.

Lorsqu'il s'agit au contraire de démontrer ces lois pour des tiges fortes et rigides, il faut employer l'appareil qui est représenté dans la figure 27; les tiges sont alors verticales, fixées à leur partie supérieure, et chargées à leur partie inférieure, puis, avec le kathétomètre, on observe les allongemens. M. Savart a fait sur ce sujet un grand nombre d'expériences qui font partie de son beau travail sur les vi-

brations longitudinales des verges ; nous rapporterons ici l'un des tableaux contenus dans son mémoire.

Substances.	DIMENSIONS.		POIDS TENDANS.						
	Longueur totale.	Diamètre.	0k	5k	10k	15k	20k	25k	30k
			LONGUEUR DE LA PARTIE MESURÉE.						
	m	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
Cuivre..	1.3190	2.77	950.53	950.59	950.65	950.71	950.77	950.84	950.90
Cuivre..	1.3190	2.77	475.25	475.28	475.33	475.36	475.38	475.42	475.45
Cuivre..	1.3000	1.30	950.59	950.84	951.16	951.45	951.70	952.00	952.27
Laiton..	1.3165	2.90	950.82	950.90	950.97	951.04	951.12	951.20	951.27
Acier...	1.3184	2.77	950.25	950.29	950.34	950.38	950.41	950.46	950.50
Fer.....	1.3150	2.90	950.50	950.54	950.57	950.60	950.62	950.65	950.68
Verre...	0.976	3.817	936.69	936.76	936.83	936.91	936.96	937.04	937.12
Verre...	0.939	4.073	937.04	937.12	937.16	937.22	937.27	937.34	937.39
Verre...	0.980	7.55	937.39	937.40	937.43	937.45	937.46	937.48	937.50

Dans d'autres expériences, M Savart avait marqué sur les tiges des points de repère de décimètre en décimètre, et en observant les allongemens de chacune de ces subdivisions, il a pu constater que, pour des tractions égales, des parties égales d'une même tige ne prennent pas des allongemens égaux; ce qui démontre que, dans les corps solides les plus homogènes, il y a des arrangemens moléculaires différens qui correspondent à des élasticités différentes.

3° Les fils qui ont été *forcés*, c'est à dire qui ont conservé une partie de l'allongement qu'ils avaient reçu par la traction, ne cessent pas pour cela d'être élastiques. Ce nouvel état est analogue à l'état primitif, et ils y reviennent aussi entre certaines limites.

4° La ténacité des corps est la résistance qu'ils opposent à la rupture lorsqu'ils sont tirés dans le sens de leur longueur. Soit s le nombre des millimètres carrés de la section perpendiculaire à l'axe d'un fil, d'une tige, ou en général d'un corps prismatique; soit k le nombre des kilogrammes nécessaires pour produire la rupture par la traction. En admet-

tant que l'effort se partage également entre tous les millimètres carrés de la section s, il est évident que $\frac{k}{s}$ sera l'effort supporté par 1 millimètre carré; c'est en général cette expression que l'on prend pour la mesure de la ténacité. Ainsi une susbtance aura une ténacité double d'une autre quand la valeur de $\frac{k}{s}$ sera pour la première double de ce qu'elle est pour la seconde.

On admet en général les nombres suivans comme résultats des expériences.

Fer en fil, environ	60 kilog. par millim. carré.
Fer en barres	45.
Tôle de fer de	36 à 40.
Acier en barres de	30 à 40.
Fonte de fer	14.
Laiton en fil de	30 à 60.
Cuivre rouge laminé	21.
Verre en tige ou en tube	2,5.
Plomb	1,35.

320. *De l'élasticité de torsion.* La facilité avec laquelle les fils fins de métal peuvent être tordus, et la régularité parfaite avec laquelle ils reviennent sur eux-mêmes pour reprendre leur position primitive, ont conduit les physiciens à plusieurs découvertes importantes.

C'est Coulomb qui a le premier observé cette propriété avec l'attention qu'elle mérite, et c'est lui aussi qui en a fait le premier les applications les plus heureuses, en déterminant, dans sa balance de torsion, les lois fondamentales des fluides électriques et magnétiques. Quelques années plus tard, Cavendish parvint de son côté à un résultat plus extraordinaire encore, puisqu'il détermina la densité de la terre et par suite son poids total au moyen de la torsion d'un petit fil d'argent de quelques décimètres de longueur et de quelques centièmes de millimètre de diamètre.

Les lois générales de l'élasticité de torsion peuvent être démontrées par l'expérience, on se sert pour cela de différens appareils qui reposent sur le même principe, mais qui sont proportionnés aux dimensions et à la force du fil. L'appareil de la *fig.* 27 convient aux fils capables de porter 100 ou 200 kilogrammes. On adapte alors à la traverse une forte pince de fer qui fixe l'extrémité supérieure du fil, tandis que son extrémité inférieure passe dans un anneau dont le sommet est bien centré par rapport à l'axe du poids de fonte ou de plomb *b*, qui a essentiellement la forme d'un large cylindre bien homogène dans toute sa masse.

Au moyen de cet appareil on démontre les lois suivantes : 1° *En chargeant un fil de différens poids, il s'arrête en général dans des positions de stabilité différentes.* Quelquefois cette variation peut s'étendre jusqu'à une demi-circonférence, ou même jusqu'à une circonférence entière. Un assemblage de plusieurs fils présente le même phénomène; ainsi, quand on suspend, par exemple, une aiguille aimantée à un faisceau de soie plate, il importe de trouver d'avance la position d'équilibre de ce fil composé en y suspendant un poids égal à celui de l'aiguille aimantée qu'il doit porter. Un poids plus fort ou plus faible lui donnerait une torsion qui pourrait probablement exercer une influence sensible sur l'amplitude des variations diurnes.

2° *Les oscillations du fil sont isochrones*, c'est à dire qu'elles s'accomplissent toutes dans le même temps, quelle que soit leur amplitude, pourvu toutefois que cette amplitude ne dépasse pas une certaine limite qui dépend de la nature et de la longueur du fil; mais cette limite va souvent à une demi-circonférence ou même à une circonférence entière; dans tout ce qui va suivre nous ne parlerons que des oscillations *très petites*, c'est à dire *isochrones*.

Pour vérifier par l'expérience cette loi de l'isochronisme,

on attache le fil à la pince supérieure, on le charge d'un poids assez fort pour le *tendre* et trop faible pour l'*étirer*, et quand l'équilibre est bien établi, on tourne le cylindre de 50, de 100 ou même de 180°, avec la précaution de le maintenir dans son axe, qui est aussi l'axe du fil; ensuite on l'abandonne à lui-même; les oscillations commencent, on les compte à partir d'un instant donné, au moyen d'un repère ou d'un index qui est adapté au cylindre, et l'on mesure le temps avec une bonne montre à secondes.

On démontre par les principes de la mécanique que, les oscillations étant isochrones, il faut nécessairement que la *force de torsion qui les produit soit proportionnelle à l'angle de torsion.*

3° *Les durées des oscillations sont entre elles comme les racines carrées des poids qui tendent les fils.* Cette vérité ne peut être constatée avec une grande exactitude que sur les fils qui ont en même temps assez de souplesse pour être tendus par un poids très faible, et assez de ténacité pour supporter un poids considérable sans être *étirés*. Car on peut alors, entre ces deux limites, prendre des poids qui soient entre eux, par exemple, comme les nombres 1, 4, 9, 16, 25, et reconnaître, par des oscillations analogues aux précédentes, que les durées des oscillations sont entre elles comme les nombres 1, 2, 3, 4, 5, etc.

On démontre par les principes de mécanique que cette troisième loi ne peut subsister qu'autant *que la force de torsion d'un fil reste exactement la même sous les différens poids qui le tendent.*

4° *Les durées des oscillations sont entre elles comme les racines carrées des longueurs du fil.* C'est à dire que, si l'on prend diverses longueurs d'un même fil, qui soient entre elles comme les nombres 1, 4, 9, 16, 25, etc., et qu'on les fasse osciller après les avoir chargées du même

poids, les durées des oscillations seront entre elles comme les nombres 1, 2, 3, 4, 5, etc.

Puisque la durée des oscillations augmente avec la longueur du fil, il est évident que la force de torsion diminue, et l'on démontre théoriquement qu'elle diminue comme la longueur du fil augmente, car cette hypothèse est la seule qui reproduise la loi expérimentale précédente.

Au reste, on peut se rendre compte de cette vérité théorique en observant que, pour un même angle de torsion, l'écartement des molécules est véritablement réduit à la moitié quand la longueur du fil est double, au tiers quand elle est triple, etc., et qu'il est tout simple que la force de torsion soit alors réduite à la moitié, au tiers, etc., puisque cela prouve seulement qu'elle est proportionnelle à l'écartement des molécules, comme on pourrait le supposer *à priori*.

5° *Les durées des oscillations sont en raison inverse des carrés des diamètres des fils.* C'est à dire que si l'on prend successivement des fils de *même substance* et de *même longueur*, dont les diamètres soient entre eux comme les nombres 1, 2, 3, 4, et qu'on les fasse osciller après les avoir chargés des *mêmes poids*, les durées des oscillations seront entre elles en raison inverse des nombres 1, 4, 9, 16, etc.

On en conclut par la théorie que les forces de torsion sont entre elles comme les quatrièmes puissances des diamètres des fils, car les forces de torsion sont en raison inverse des carrés des temps d'une oscillation.

320 bis. Après avoir rapporté les lois expérimentales de la torsion et les avoir rapprochées des lois théoriques auxquelles elles se trouvent nécessairement liées, il n'est peut-être pas inutile de donner ici la formule générale qui comprend tous ces résultats. Cette formule est la suivante :

$$t^2 = \frac{\pi^2 p r^2}{2 g f}$$

π, rapport approché de la circonférence au diamètre, 3,141592.

g, gravité, à Paris, ou $9^m,8088$, en prenant le mètre pour unité de longueur, et la seconde sexagésimale pour unité de temps.

t, durée d'une oscillation évaluée en secondes.

p, poids cylindrique qui tend le fil.

r, rayon du cylindre dont le poids est p ; il doit être évalué en mètres.

f, force de torsion du fil, c'est à dire l'effort qu'il faudrait exercer à l'extrémité d'un lévier d'un mètre de longueur pour le maintenir tordu d'un arc dont la valeur rectiligne serait aussi un mètre en le comptant sur une circonférence d'un mètre de rayon. Ainsi la force de torsion est exprimée par un poids, et elle est évaluée en grammes ou en kilogrammes, suivant que l'on a évalué le poids p au moyen de l'une ou l'autre de ces unités.

Cette formule peut servir à calculer la valeur absolue de la force de torsion, et à mettre en évidence les différens rapports qui existent entre cette force et la durée des oscillations, leur amplitude, le poids cylindrique qui tord le fil et son rayon ; il est facile d'en faire des applications.

LIVRE CINQUIÈME.

ACOUSTIQUE.

321. L'acoustique a pour objet de déterminer les lois suivant lesquelles le son se produit dans les corps et se transmet ensuite jusqu'à nos organes. Cette science est du ressort de la physique, parce que les corps, tandis qu'ils retentissent, et qu'ils produisent du bruit ou du son, éprouvent dans leur masse des modifications remarquables, tout à fait dépendantes des forces physiques qui les constituent. Nous verrons qu'ils sont alors ébranlés dans toutes leurs parties, et que les molécules qui les composent exécutent des oscillations ou des mouvemens de vibration si rapides, qu'il est impossible d'en compter le nombre par des observations directes. L'étendue et la durée de ces mouvemens, la direction suivant laquelle ils se propagent, et l'harmonie qui doit exister entre eux, pour qu'ils se soutiennent et se perpétuent sans se détruire, sont les phénomènes les plus frappans qui se présentent aux physiciens pour étudier l'arrangement moléculaire des corps, leur élasticité et toutes les circonstances de leur structure intérieure.

Pour prendre une première idée du nombre et de la variété des phénomènes que l'acoustique embrasse, il suffit de remarquer que tous les sons que nous pouvons entendre, que toutes les nuances que notre organe peut saisir entre eux, correspondent certainement à des modifications physiques différentes dans l'air qui nous apporte ces impressions, et dans le corps sonore, plus ou moins éloigné, duquel l'air les a reçues. C'est la série de ces mouvemens divers,

communiqués de proche en proche depuis le corps sonore jusqu'à nous, qu'il s'agit de développer. Ainsi l'acoustique prend le son à sa naissance; elle constate, pour ainsi dire, le mouvement de toutes les molécules du corps qui le produit, elle montre comment il se communique à l'air, comment il en traverse la masse, et comment il vient enfin ébranler les membranes extérieures de notre organe; là, la science est à son terme; dès que le nerf acoustique est frappé, il n'y a plus de traces perceptibles de modifications matérielles, et, par conséquent, plus de phénomènes physiques.

Ces notions générales font assez voir en quoi l'acoustique diffère de la musique: la première de ces sciences considère le son hors de nous et des sensations qu'il peut produire; la seconde le considère en nous, dans les émotions qu'il peut faire naître, dans les sentimens ou dans les passions qu'il peut exciter ou modifier.

CHAPITRE PREMIER.

De la production du son et de sa transmission dans l'air atmosphérique.

322. *Le son est un mouvement particulier excité dans la matière pondérable.* Si l'on écoute un son et qu'en même temps on observe la cause qui le produit, on voit que la cause a cessé d'agir avant que le son soit parvenu jusqu'à notre organe : ainsi, dans l'explosion d'une arme à feu, on aperçoit de loin la lumière avant d'entendre le coup ; à dix ou douze mètres de distance, la lumière et le coup semblent frapper en même temps l'œil et l'oreille ; mais à mesure que la distance augmente, le temps qui s'écoule entre l'apparition de la lumière et la perception du bruit devient de plus en plus sensible. Il en est de même de l'explosion de la foudre : l'éclair brille avant que le coup de tonnerre se fasse entendre, et le temps qui s'écoule entre ces deux phénomènes peut donner une mesure de la hauteur ou plutôt de la distance à laquelle la foudre éclate. D'après cela, on peut juger que plusieurs observateurs, placés sur une même ligne à cent pas les uns des autres, n'entendraient pas au même instant le bruit qui serait excité à l'une des extrémités de cette ligne, aux pieds du premier observateur : celui-ci entendrait le son avant tous les autres, le 2e l'entendrait avant le 3e, le 3e avant le 4e, etc. ; et ce qu'il importe de remarquer aussi, c'est qu'au moment ou le 3e observateur, par exemple, entendrait le son, le 1er et le 2e ne l'entendraient *plus*, tandis que le 4e et les suivans ne l'entendraient *pas encore*; on peut donc conclure de cette expérience, qu'un son brusque et instantané, comme celui qui résulte d'un choc ou d'une

explosion, *passe* successivement d'un lieu à l'autre, et qu'en conséquence il est un mouvement particulier dont notre organe est affecté.

Mais, dans quelle substance ce mouvement peut-il se propager avec tant de rapidité? est-ce dans l'air lui-même ou dans quelque autre fluide? Cette question, fort difficile en apparence, peut être résolue d'une manière décisive par l'expérience suivante :

Au milieu de la platine de la machine pneumatique, on dispose un petit coussinet de laine ou de coton, sur lequel on place un mouvement d'horlogerie à détente, muni d'un timbre; cet appareil étant couvert d'une cloche à tige et à boîte à cuir, on fait le vide, puis on tourne la tige pour presser la détente et lâcher le ressort. A l'instant l'horloge marche, le marteau frappe le timbre par intervalle, et aucun bruit ne se fait entendre au dehors. Mais si l'on rend un peu d'air, on commence à distinguer un petit bruit, correspondant à chaque coup de marteau; un peu plus d'air donne à ce bruit un peu plus de force; enfin, quand l'air est tout à fait rentré, le son est fort et se fait entendre au loin. Donc le son ne peut pas se propager dans le vide; là où il n'y a plus de matière pondérable, il n'y a plus de véhicule du son.

Ainsi le son diminue d'intensité, par une double cause, à mesure qu'il s'élève dans l'atmosphère : il diminue parce que la distance augmente, et parce que l'air dans lequel il pénètre est de plus en plus raréfié. Les bruits les plus violens qui retentissent sur la terre ne peuvent pas sortir des limites de l'atmosphère; ils s'affaiblissent à mesure qu'ils en approchent et s'éteignent sans pouvoir les franchir. Réciproquement, nul bruit ne peut venir des espaces célestes jusqu'à la terre; les plus terribles explosions pourraient éclater sur le globe de la lune, sans qu'il nous soit donné d'en entendre le moindre retentissement.

De Saussure dit qu'au sommet du Mont-Blanc un coup de pistolet fait moins de bruit qu'un petit pétard tiré dans la

plaine, et M. Gay-Lussac a constaté que l'intensité de sa voix était très affaiblie lorsqu'il essayait de former des sons à 7,000 mètres de hauteur, suspendu dans son ballon au milieu d'un air très raréfié.

L'air n'est pas le seul corps qui puisse transmettre les sons, tous les fluides élastiques jouissent de cette propriété; pour s'en assurer, on suspend au centre d'un grand ballon (*fig.* 28) une petite sonnette avec des fils de chanvre non tordus; on y fait le vide, et la sonnette ne peut plus se faire entendre; mais si on fait passer dans ce ballon quelques gouttes d'un liquide volatil, tel que l'éther, la vapeur se forme à l'instant et le bruit devient très sensible.

L'eau transmet très bien le son; les plongeurs peuvent entendre ce que l'on dit sur le rivage, et du rivage on entend le bruit des cailloux qui sont heurtés sous l'eau à de grandes profondeurs.

Enfin, les corps solides peuvent non seulement produire le son, mais ils peuvent aussi le transmettre : quand le timbre est sous la cloche, il faut bien que le son traverse toute l'épaisseur des parois pour se faire entendre au dehors. Un grand nombre d'expériences analogues démontrent cette vérité; il suffit d'en citer une seule : Si un observateur approche l'oreille de l'une des extrémités d'une poutre de sapin de 20 à 25 mètres de longueur, il entend le bruit que l'on fait à l'autre extrémité en frappant légèrement le bout des fibres, et cependant ce bruit est si faible dans l'air qu'il échappe à celui qui le produit.

Après avoir montré que le son est un mouvement, qu'il est produit dans la matière pondérable, et qu'il peut se propager dans tous les corps, il faut essayer de reconnaître quelle est la nature de ce mouvement.

323. *Le mouvement qui produit le son est toujours un mouvement de vibration.* La plupart des corps sonores accomplissent des oscillations sensibles pendant le temps qu'ils rendent des sons. Ce phénomène est surtout frappant dans

les cordes de violon, de harpe, de guitare et des autres instrumens de cette espèce; les oscillations, il est vrai, sont trop rapides pour que l'on puisse les compter; mais l'œil les aperçoit, il saisit les limites des excursions de la corde, et il croit la voir en même temps, dans toutes les positions intermédiaires, à peu près comme il voit un cercle de feu lorsqu'un charbon enflammé est tourné en rond avec une vitesse suffisante. Ces *oscillations* ou ces mouvemens de *va et vient* constituent ce qu'on appelle en acoustique des *vibrations*.

Dans les timbres ou les cloches, il y a des vibrations analogues; pour s'en assurer, on frappe une grande cloche de verre pour lui faire rendre un son, et ensuite on l'incline pour qu'une balle vienne en toucher la paroi; alors la balle saute d'un mouvement rapide, et l'on entend les chocs répétés qu'elle produit, en retombant, par son poids.

Enfin, il suffit de poser le doigt légèrement sur un corps sonore quelconque, pour sentir un frémissement qui accompagne toujours la production du son; mais si l'on exerce une pression un peu forte, le mouvement est arrêté dans toute la masse et le son est éteint.

Il y a des instrumens, tels que la flûte et le sifflet, qui semblent faire exception au principe général que nous avons énoncé, car rien dans ces corps sonores ne paraît être en vibration; mais nous verrons bientôt que, si la matière solide de ces instrumens ne vibre pas ou ne vibre que d'une manière insensible, il y a cependant une matière vibrante, et cette matière est la masse d'air qu'ils contiennent. Ainsi, le principe est vrai dans toute sa généralité, et nous allons montrer que l'air qui transmet le son vibre comme le corps sonore lui-même.

324. *Chaque vibration du corps sonore excite dans l'air une ondulation d'une longueur déterminée.* Cette proposition est une des plus importantes et des plus difficiles de l'acoustique; mais nous devons l'aborder dès à présent, et mettre d'autant plus de soin à la faire comprendre, qu'elle nous ser-

vira comme de point de départ pour exposer les théories de l'optique.

Concevons un tube horizontal *tt'* (*fig.* 29) ayant, par exemple, 10,000 pieds de longueur et 1 pied de diamètre; l'air qui le remplit est partout à la même température et sous la même pression; un piston *p*, joignant bien contre les parois, peut, en 1″ de temps, accomplir une oscillation entre les deux positions *p* et *s* qui sont à 1 pied de distance.

Tout étant en repos, le piston part pour arriver en *s*; pendant ce mouvement, l'air du tuyau se *modifie* d'une certaine manière, et, pour mieux étudier les modifications qu'il éprouve, nous saisissons l'instant précis où le piston arrive en *s*, et nous supposons que toutes les molécules d'air *restent* comme elles se trouvent alors, ou pour mieux dire, nous supposons que celles qui sont comprimées ne puissent pas se débander, que celles qui sont dilatées ne puissent pas se rapprocher, et que celles qui sont en repos conservent leur état de repos.

Si la colonne d'air se comportait comme un corps solide parfaitement dur, il est clair que, l'une de ses extrémités étant poussée par le piston, l'autre extrémité sortirait du tuyau au même instant et de la même quantité; mais il n'y a point de corps parfaitement dur; l'air est très fluide et très compressible, et quand le piston pousse devant lui l'une des extrémités de la colonne, l'autre extrémité ne peut pas obéir au même instant; il faut du temps pour que l'impression se transmette jusqu'à elle; et, d'après la longueur que nous avons donnée au tuyau, nous pouvons bien affirmer qu'aucune molécule d'air n'est sortie par l'extrémité ouverte *t* pendant que le piston est passé de *p* en *s*. Donc, l'air est *comprimé* dans le tuyau à droite du piston, puisqu'il occupe 1 pied de longueur de moins qu'il n'occupait tout à l'heure. De plus, il est évident qu'il n'est pas comprimé *également* dans toute l'étendue du tuyau; car, pendant la durée

de 1″ que le piston a dû mettre pour venir de *p* en *s*, la compression n'a pu se communiquer et se faire sentir qu'à une certaine distance, telle que *a*, par exemple. Cette partie *a s* de la colonne d'air, qui a pu être *modifiée* pendant le mouvement du piston, est ce que l'on appelle *une onde* ou *une ondulation*, et la *longueur de l'onde* est la distance de ses deux extrémités *s* et *a*.

Examinons maintenant comment l'air est modifié dans les différentes parties de l'onde; et, pour cela, concevons des plans parallèles au piston, qui partagent la colonne d'air en petites tranches de la même épaisseur; pour savoir ce qui est arrivé à toute la masse d'air qui compose l'onde, il suffit de connaître ce qui est arrivé à une molécule de chaque tranche. Or, puisque l'air qui était compris depuis *p* en *a* a été comprimé dans sa totalité et réduit à n'occuper que l'espace *s a*, il faut bien que dans chaque tranche les molécules aient éprouvé deux effets: 1° qu'elles aient été comprimées, 2° qu'elles aient reçu une certaine vitesse *impulsive*, c'est à dire une vitesse qui les éloigne du centre d'ébranlement ou du piston qui les a poussées.

Il est évident que, dans toute la longueur de l'onde, les différentes tranches ne peuvent être au même état: la dernière tranche, par exemple, celle qui est en *a*, n'a pu recevoir qu'une très petite vitesse et une compression très petite, puisque le mouvement ne fait que d'y arriver; la première tranche, celle qui est en *s*, est déjà revenue au repos, puisque nous considérons les phénomènes à l'instant où le piston s'arrête; et comme elle n'a plus de vitesse, elle n'a pareillement plus de compression; elle a déjà communiqué tout ce qu'elle avait. Au contraire, les tranches qui sont vers le milieu de l'onde ont en même temps la plus forte compression et la plus grande vitesse. Il y a donc un certain ordre dans les diverses modifications des différentes tranches, tant pour la vitesse des molécules d'air que pour leur compression. Cet ordre dépend de l'ordre des vitesses croissantes et dé-

croissantes par lesquelles le piston a dû passer en se transportant de p en s.

On peut représenter, par une figure qui parle aux yeux, tous les mouvemens qui caractérisent une onde depuis son origine jusqu'à sa fin : pour cela, il suffit d'élever sur la ligne $s\ a$, qui en marque la longueur, des perpendiculaires dont les hauteurs représentent le degré de compression des tranches correspondantes ; les extrémités de ces perpendiculaires formeront une ligne dont la courbure ou les sinuosités représenteront fidèlement l'ordre dans lequel se succèdent les compressions des tranches successives. En s la hauteur de la perpendiculaire sera nulle, puisque la compression est nulle; il en sera de même en a; en x la hauteur de la perpendiculaire sera, par exemple, $x\ x'$, en y elle sera $y\ y'$, etc., en sorte que la courbe des compressions $s\ y'\ a$ pourrait être une demi-circonférence de cercle. Mais on conçoit que, sur cette longueur $s\ a$, on peut tracer une foule de courbes continues passant par les points s et a, comme on le voit dans la figure 30, et même, l'une de ces courbes étant donnée, on peut toujours attribuer au piston, dans son passage de p en s, un mouvement tel qu'il excite une onde dont les compressions successives soient représentées par cette courbe. Quand il y a plusieurs sinuosités dans la courbe des compressions, comme on le voit dans la figure 31, on dit que l'onde correspondante est une *onde dentelée*.

Après avoir fait l'analyse des diverses modifications que le piston peut imprimer à la colonne d'air en passant de p en s dans l'intervalle de 1″, essayons de voir ce qui arrivera dans les instans suivans, le piston restant toujours arrêté en s. L'air momentanément comprimé depuis s en a ne peut pas rester dans cet état ; car, le tuyau étant ouvert en t, il faut qu'après un certain temps l'air excédant soit sorti, et que toute la colonne soit revenue au repos. Or, on démontre, en mécanique, que la compression et la vitesse se communiquent

de proche en proche de la manière suivante: dans le 1er instant de la 2e *seconde*, la vitesse passe à droite de *a*, envahit une première tranche, et en même temps la tranche qui touche le piston tombe au repos; dans le 2e instant, une deuxième tranche à droite de *a* est envahie, et une deuxième tranche en avant du piston tombe au repos; dans le 3e instant, le mouvement gagne la 3e tranche en avant de *a*, et le repos gagne la 3e tranche en avant du piston, etc., etc.; de telle sorte qu'à la fin de la 2e *seconde* l'air est en repos depuis *s* en *a*, et il est agité depuis *a* en *b*; la longueur *a b* est égale à *s a*, et, de plus, les compressions et les vitesses depuis *a* en *b* sont exactement ce qu'elles étaient depuis *s* en *a*. Ainsi, l'ondulation s'avance et se transporte, en quelque sorte, tout d'une pièce en conservant sa longueur et tous ses caractères; à la fin de la 3e *seconde*, elle serait en *b c*; à la fin de la 4e, en *c d*, etc.

L'onde dans laquelle toutes les tranches sont *comprimées*, et toutes les vitesses *impulsives*, s'appelle *onde condensée* ou quelquefois *onde condensante*.

Mais il est facile de voir que des phénomènes inverses se sont développés à gauche du piston *p* pendant qu'il s'est transporté en *s*. En effet, un espace plus grand a été offert à la colonne d'air, la 1re tranche s'est précipitée à la suite du piston *en se raréfiant*, la 2e tranche s'est précipitée pour suivre la 1re et prendre sa place, etc., etc.; et après la 1re *seconde*, quand le piston s'arrête en *s*, la raréfaction s'est fait sentir jusqu'en *a'*. L'onde qui en résulte s'appelle *onde raréfiée*, ou bien *onde raréfiante*; sa longueur est exactement la même que celle de l'onde condensée qui se produit devant le piston; les raréfactions sont nulles en *s* et en *a'*, et, dans toutes les tranches, les vitesses sont *apulsives*, c'est à dire dirigées vers le centre de l'ébranlement. Cette onde raréfiée se propage aussi, de proche en proche, dans toute l'étendue de la colonne d'air, en conservant partout la même longueur et la même succession de vitesses et de raréfactions.

Ces considérations nous laissent entrevoir, dès à présent, les principes sur lesquels repose le phénomène de l'audition ; car, si nous imaginons dans quelque point du tuyau une tranche quelconque *h* (*fig.* 29), nous pouvons remarquer qu'elle éprouve successivement toutes les modifications qui constituent l'onde *s a*, puisqu'elle devient, tour à tour, la 1re, la 2e, la 3e..., et la dernière tranche de cette onde. Et si dans cette tranche nous imaginons une petite membrane très délicate et très élastique, il est évident qu'elle devra recevoir dans leur ordre toutes les impulsions qui sont successivement données aux molécules d'air ; or, c'est là précisément ce qui arrive à la *membrane du tympan* qui termine le conduit dont le pavillon de l'oreille est l'épanouissement. On conçoit donc que cette membrane, dont la mobilité égale celle de l'air, puisse recevoir et compter en quelque sorte toutes les modifications des différentes tranches de l'onde sonore.

Si le piston, après s'être arrêté en *s* pendant un instant imperceptible, revient dans sa position primitive *p* en repassant par les mêmes vitesses, on voit qu'il excitera derrière lui, à droite de *s*, une onde raréfiée toute pareille à celle qu'il avait excitée à gauche pendant *son allée*, et que cette onde se mettra à la suite de la première onde condensée, de telle sorte qu'à la fin de la 2e *seconde*, l'onde condensée sera entre *a* et *b*, et l'onde raréfiée entre *a* et *s*. De l'autre côté, au contraire, l'onde raréfiée sera de *a'* en *b'*, et l'onde condensée de *a'* en *s*, puis une autre *allée* et une autre *venue* du piston exciteront encore des ondes semblables, et semblablement disposées, qui *courront* après les premières, et ainsi de suite. Alors une oreille qui serait placée quelque part dans le tuyau n'entendrait plus un son passager comme le bruit d'une explosion, mais un *son continu* plus ou moins grave, plus ou moins fort et d'un timbre plus ou moins agréable.

325. *De la gravité et de l'acuité des sons.* La différence qui existe entre les sons graves et les sons aigus est si frap-

pante pour nos organes, qu'elle doit certainement correspondre à quelque modification physique bien caractérisée dans l'air qui porte ces sons. Nous démontrerons plus tard, par des observations directes, que le son le plus grave du jeu d'orgue a une longueur d'onde de 32 pieds, et que le son musical le plus aigu n'a qu'une longueur de 18 lignes environ; encore ces deux limites ne comprennent pas tous les sons et toutes les nuances que l'oreille humaine puisse distinguer, et deux ondes de même longueur donnent toujours *l'unisson* parfait, quelle que soit d'ailleurs l'intensité ou le timbre des sons qu'elles portent. Le rapport de gravité et d'acuité de deux sons est ce qu'on appelle le *ton*.

326. L'*intensité* du son ne peut pas dépendre de la longueur des ondes, elle dépend seulement des compressions plus ou moins fortes et des vitesses plus ou moins grandes que l'air a reçues du corps sonore et qui se transmettent de couche en couche jusqu'à notre organe. Une corde de basse peut être à l'unisson avec le bruit déchirant du clairon, c'est à dire que les ondes sont de même longueur, mais l'air ébranlé dans le clairon accomplit des vibrations dont l'amplitude est beaucoup plus grande; c'est là ce qui fait son intensité assourdissante.

327. Le *timbre* des sons est bien plus difficile à caractériser que le ton et l'intensité; les physiciens ne sont pas complétement d'accord sur ce point, mais il paraît bien probable que le timbre dépend de l'ordre dans lequel se succèdent les vitesses et les changemens de densité dans les différentes tranches d'air qui sont comprises entre les deux extrémités de l'onde, et qu'il dépend aussi de ce que les portions condensées et raréfiées de l'onde peuvent être dissymétriques dans une foule de circonstances (*fig.* 32).

328. *Tous les sons, quel que soit leur ton, leur timbre ou leur intensité, se propagent dans l'air avec la même vitesse.* Lorsque plusieurs observateurs écoutent un concert à diverses distances, ils entendent tous la même mesure et la

même harmonie. Ainsi, en se propageant au loin, tous les sons se succèdent dans le même ordre et aux mêmes intervalles; ce qui suppose nécessairement qu'ils marchent avec la même vitesse; car, si les sons graves, par exemple, prenaient l'avance sur les sons aigus, la mesure serait bientôt rompue, et ce qui serait une harmonie à 10 pas serait à 100 pas une insupportable cacophonie.

329. *La vitesse du son dans l'air est de* 340 *mètres par seconde, à* 16°. On a fait de nombreuses expériences en différens lieux de la terre, pour déterminer avec exactitude la vitesse du son. Nous nous bornerons à exposer seulement celles qui ont été faites près de Paris, en 1822, par le Bureau des Longitudes.

Les deux stations que l'on avait choisies étaient Villejuif et Montlhéry. A Villejuif, le capitaine Boscary fit disposer, sur un point élevé, une pièce de six avec des gargousses de deux et de trois livres de poudre. Les observateurs placés autour de la pièce étaient MM. de Prony, Arago et Mathieu. A Montlhéry, le capitaine Pernetty fit disposer une pièce de même calibre, avec des gargousses de mêmes poids; les observateurs étaient MM. de Humboldt, Gay-Lussac et Bouvard. Les expériences furent faites de nuit et commencèrent à 11 h. du soir le 21 et le 22 juin 1822. De Villejuif, l'on apercevait très distinctement le feu de l'explosion de Montlhéry, et *vice versâ*; le ciel était serein et l'air à peu près calme.

Les chronomètres étant bien réglés, il avait été convenu que chaque station tirerait 12 coups à 10′ les uns des autres, et que la station de Montlhéry commencerait 5′ avant celle de Villejuif; de telle sorte qu'un observateur qui aurait été placé juste au milieu de la ligne des deux canons aurait entendu de 5′ en 5′ des *coups croisés* ou *réciproques*, le 1er venant de Montlhéry, le 2e de Villejuif, le 3e de Montlhéry, etc. Ces coups réciproques étaient le seul moyen de découvrir l'influence du vent sur la vitesse du son, ou plus généralement de découvrir si, au milieu des variations sans

nombre qui modifient l'atmosphère à chaque instant, le son emploie le même temps pour parcourir le même espace dans les deux directions opposées.

Les observateurs de Villejuif entendirent parfaitement tous les coups de Montlhéry; chacun d'eux notait sur son chronomètre le temps qui s'écoulait entre l'apparition de la lumière et l'arrivée du son; la plus grande différence que l'on trouve entre les trois résultats correspondans à une observation ne s'élève pas à plus de 3 ou 4 dixièmes de seconde, et entre les douze observations la différence des moyennes ne dépasse pas 3 dixièmes de seconde; le temps le plus long est 55″, le plus court 54″,7, et le temps moyen de 54″,84.

A Montlhéry, on ne put entendre que sept des douze coups tirés à Villejuif; et même sur ces sept coups il n'y en eut pas un seul qui fût entendu par les trois observateurs à la fois. Cependant les résultats sont assez concordans : le temps le plus long est 54″,9, le plus court 53″,9, et le temps moyen de 54″,43.

Ainsi on peut prendre 54″,6 pour le temps moyen que le son mettait à passer d'une station à l'autre.

Restait à mesurer exactement l'intervalle des deux stations; M. Arago fut chargé de ce soin, et en s'appuyant sur la triangulation de la méridienne, il trouva que les deux canons étaient à une distance de 9549,6 toises.

En divisant cette longueur par 54″,6, durée moyenne de propagation, l'on trouve 174,9 toises ou 340^{m},88. pour l'espace que le son a parcouru en 1″ dans la nuit du 21 juin 1822; la température était de 16° centigrades; le baromètre marquait à Villejuif 756, ^{mm} 5, et l'hygromètre de Saussure 78°.

Ainsi la vitesse du son est de 340^{m}, 88 à la température de 16°.

En réduisant, par le calcul que nous verrons plus loin, cette vitesse à ce qu'elle serait pour 10°, on trouve 337^{m},28, et pour la température 0 on trouve 331^{m},12.

CHAPITRE II.

Evaluation numérique des sons par les vibrations des cordes, des tuyaux cylindriques, des lames de la sirène et des roues dentées.

330. *Lois générales des vibrations des cordes et des sons harmoniques qu'elles produisent.* Lorsqu'on pince une corde tendue sur un instrument quelconque, les vibrations qu'elle accomplit sont beaucoup trop rapides pour que l'on puisse en compter le nombre absolu : cependant l'on peut alors distinguer assez nettement deux phénomènes remarquables : premièrement le son *monte* et devient plus aigu dès qu'on raccourcit la corde ou qu'on lui donne une plus forte tension, et secondement le nombre des vibrations augmente d'une manière sensible. Ainsi, il y a certainement une dépendance entre le son de la corde, sa longueur, sa tension, et la rapidité de ses vibrations ; mais cette dépendance, si facile à constater par l'expérience, ne peut être déterminée que par le secours du calcul; elle constitue ce que l'on appelle en mécanique le *problème des cordes vibrantes*, problème qui fut résolu en premier lieu par Taylor (*Methodus incrementorum*, etc., 1716), et qui eut beaucoup de célébrité, parce qu'il excita pendant près d'un demi-siècle de vives discussions entre les plus grands géomètres. Jean Bernouilli, D'Alembert, Euler et Daniel Bernouilli, avaient beaucoup écrit sur ce sujet, quand Lagrange, en 1759, presque à son début dans la carrière des sciences, eut la gloire de lever toutes les difficultés et de mettre un terme à la discussion.

Voici les résultats auxquels on arrive par le calcul, et qui expriment les lois des vibrations des cordes :

1° *Les nombres de vibrations d'une corde sont en raison*

inverse de sa longueur, c'est à dire que, si une corde sonore quelconque est tendue sur un instrument, comme le violon, la basse, la guitare, etc., et qu'elle fasse dans un certain temps un nombre de vibrations représenté par 1, lorsqu'elle vibre à vide ou dans toute sa longueur, elle fera dans le même temps des nombres de vibrations représentés par 2, 3, 4, etc., lorsque, *sans changer sa tension*, l'on fera vibrer seulement $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$, etc., de sa longueur ; elle ferait des nombres de vibrations représentés par $\frac{3}{2}$, $\frac{4}{3}$, $\frac{5}{4}$, etc., si l'on faisait vibrer seulement $\frac{2}{3}$, $\frac{3}{4}$, $\frac{4}{5}$, etc., de sa longueur. Pour limiter ainsi la partie vibrante, il suffit de promener un petit chevalet sur lequel on presse légèrement la corde avec le doigt.

2° *Les nombres de vibrations d'une corde sont proportionnels aux racines carrées des poids qui la tendent*; c'est-à-dire que si l'on représente par 1 le nombre de vibrations d'une corde qui est tendue par un poids 1, ce nombre de vibrations dans le même temps deviendra 2, 3, 4, etc., quand, *sans changer sa longueur*, on la tendra par des poids 4, 9, 16, etc.

3° *Les nombres de vibrations des cordes de même matière sont en raison inverse de leur épaisseur ou de leur diamètre*, c'est-à-dire que si l'on prend, par exemple, deux cordes de cuivre ou deux cordes d'acier comme celles d'un piano, dont l'une ait un diamètre double de l'autre, qu'on les tende par *un même poids* et qu'on en fasse vibrer *des longueurs égales*, la plus mince fera dans le même temps deux fois plus de vibrations que la plus grosse. Il est probable que deux cordes à boyaux ne suivraient pas exactement cette loi, parce qu'on n'est jamais sûr qu'elles soient absolument de même matière.

4° *Les nombres de vibrations des cordes de matières différentes sont en raison inverse des racines carrées de leurs densités*; c'est-à-dire que si l'on prend, par exemple, une corde de cuivre dont la densité est presque 9, et une corde à boyau dont la densité est à peu près 1, qu'elles aient le

même diamètre, qu'on les tende par des poids égaux et qu'on en fasse vibrer des longueurs égales, le nombre des vibrations de la corde de cuivre sera trois fois moindre que le nombre des vibrations de la corde à boyau. Il est évident que les lois précédentes ne peuvent s'appliquer qu'à des cordes homogènes dans leur longueur et dans leur épaisseur, et que, par exemple, elles ne s'appliquent nullement aux cordes à boyau revêtues d'un fil de métal, dont on se sert pour la harpe et pour les 4es des basses et des violons. Le métal enveloppant est ici une masse inerte qui doit être entraînée par l'élasticité de la corde et qui augmente par conséquent la durée des vibrations.

Ces principes une fois posés, il devient très facile de représenter les sons par des nombres. On se sert pour cela d'un instrument qui donne des sons purs et qui permette de mesurer avec exactitude les longueurs des cordes. Cet instrument s'appelle *sonomètre* ou *monocorde;* on peut lui donner différentes formes ; nous supposerons que l'on emploie celui de M. Savart qui est représenté dans la figure 34 : il porte une corde à boyau ou une corde de métal, pour montrer que sur l'une ou sur l'autre les effets sont les mêmes. La corde est retenue par une pince *c*, passe sur des espèces de chevalets *f* et *h*, sur une poulie *m*, et s'attache à un crochet *d* auquel on suspend les poids *p*. Le chevalet mobile *h* peut laisser glisser la corde sans la toucher ; on l'arrête où l'on veut, et, pour réduire la longueur de la corde, il suffit de serrer la vis de pression de ce chevalet. Nous verrons plus tard que la caisse *s s'* sert à renforcer le son. Supposons maintenant que la corde soit convenablement chargée pour rendre un son plein et pur en vibrant à vide, que l'on prenne ce son pour point de départ, ou pour l'*ut*, et qu'on avance peu à peu le chevalet pour obtenir successivement les autres *notes* de la *gamme*, *ré mi fa sol la si ut*, la longueur de la corde entière étant représentée par 1, on trouvera pour les autres notes les longueurs suivantes :

Noms des sons. . . . . *ut ré mi fa sol la si ut.*

Longueurs des cordes. $1 \quad \frac{8}{9} \quad \frac{4}{5} \quad \frac{3}{4} \quad \frac{2}{3} \quad \frac{3}{5} \quad \frac{8}{15} \quad \frac{1}{2}$

Mais, les nombres de vibrations de la corde étant en raison inverse de sa longueur, on aura donc, en représentant par 1 le nombre des vibrations qui donnent l'*ut* :

Noms des sons. . . . . *ut ré mi fa sol la si ut.*

Nombre des vibrations. $1 \quad \frac{9}{8} \quad \frac{5}{4} \quad \frac{4}{3} \quad \frac{3}{2} \quad \frac{5}{3} \quad \frac{15}{8} \quad 2.$

On sait que *l'intervalle* de *ut* à *ré* s'appelle une *seconde;* de *ut* à *mi* une *tierce;* de *ut* à *fa* une *quarte*; de *ut* à *sol* une *quinte;* de *ut* à *la* une *sixième*; de *ut* à *si* une *septième* ; de *ut* à *ut* une *octave*, etc. Ainsi, quand deux sons forment *l'octave*, le nombre des vibrations du plus aigu est double du nombre des vibrations du plus grave ; pour la *tierce*, le plus grave fait 4 vibrations et le plus aigu 5 ; pour la *quarte*, le plus grave 3 et le plus aigu 4 ; pour la *quinte*, le plus grave 2 et le plus aigu 3, etc. Ces rapports sont invariables, l'oreille n'y tolère aucune altération, c'est à dire qu'il faut, pour que deux sons soient à l'octave, que le nombre des vibrations du plus aigu divisé par le nombre des vibrations du plus grave donne 2; qu'il donne $\frac{3}{2}$ pour la quinte, etc. Ainsi, le nombre des vibrations du *ré* étant $\frac{9}{8}$, son *octave aiguë* sera $\frac{9}{8} \times 2 = \frac{9}{4}$, et son *octave grave* $\frac{9}{8} : 2 = \frac{9}{16}$, etc.; sa tierce sera $\frac{9}{8} \times \frac{5}{4} = \frac{45}{32}$; sa quinte $\frac{8}{9} \times \frac{3}{2} = \frac{24}{18}$, etc. ; réciproquement, le *ré* et le *sol* forment une *quarte*, parce que le rapport de sol à ré est $\frac{3}{2} : \frac{9}{8} = \frac{3}{2} \times \frac{8}{9} = \frac{4}{3}$ qui est le rapport *de quarte*; tandis que le *ré* et le *la* ne forment pas une *quinte*, parce que le rapport de *la* à *ré* est $\frac{5}{3} : \frac{9}{8} = \frac{5}{3} \times \frac{8}{9} = \frac{40}{27}$ qui n'est pas $\frac{3}{2}$ comme il est nécessaire pour la quinte, etc.

On peut d'après cela écrire facilement autant d'octaves que l'on voudra, *au dessus* ou *au dessous* de l'octave précédente, puisqu'il suffira de multiplier tous les nombres de celle-ci par 2, par $2^2 = 4$, par $2^3 = 8$, etc., pour avoir successivement la 1re, la 2e, la 3e octave *au dessus*, et de les multiplier par $\frac{1}{2}$, par $\frac{1}{2^2} = \frac{1}{4}$, par $\frac{1}{2^3} = \frac{1}{8}$, etc. ,

pour avoir la première, la deuxième, la troisième octave *au dessous*, etc., etc.

Ces sons ne sont pas les seuls que l'on emploie dans la musique, on emploie aussi des *dièses* et des *bémols*. Mais il est facile de s'assurer au moyen du monocorde, par des expériences analogues aux précédentes, que *diéser* un son, c'est multiplier le nombre de ses vibrations par $\frac{25}{24}$; et que le *bémoliser*, c'est le multiplier par $\frac{24}{25}$. Ainsi, tandis que l'*ut*, par exemple, fait 24 vibrations l'*ut diése* en fait 25, et tandis que le *si* fait 25 vibrations, le *si bémol* n'en fait que 24.

Lorsque deux sons s'approchent tellement de l'unisson que l'un d'eux fait 80 vibrations tandis que l'autre en fait 81, en sorte que leur *intervalle* ou leur rapport soit $\frac{80}{81}$, on dit qu'ils ne diffèrent que d'un *comma*. Les organes exercés sentent très bien cette différence.

Lorsqu'on fait résonner ensemble deux sons qui sont à l'*octave*, ou à la *tierce*, ou à la *quinte*, ils forment une *consonnance*, ou un *accord* : au contraire, la *seconde* ou la *septième* forment une *dissonance*.

Les *sons harmoniques* sont ceux qui suivent la série des nombres naturels, 1, 2, 3, 4, 5, etc.; le 2e est l'*octave* du 1er; le 3e en est la *douzième*, ou la double quinte; le 4e la *double octave;* le 5e la *dix-septième* ou la triple tierce, etc.; ainsi ils ne forment jamais de dissonance. C'est sans doute pour cette raison qu'on les appelle depuis longtemps sons harmoniques; mais un phénomène remarquable est l'existence simultanée de tous ces sons dans les vibrations d'une seule corde. En effet, si l'on met en mouvement avec l'archet une corde de violon ou de violoncelle, on n'entend pas seulement le *son fondamental* de cette corde, celui qu'elle rend en vibrant dans toute sa longueur, mais on entend encore le son 3 ou sa douzième, et le son 5 ou sa dix-septième; il y en a même qui prétendent démêler aussi le son 6 ou sa dix-neuvième. Ce phénomène trouve son explication dans l'expérience suivante, que l'on doit à Sauveur. On place le chevalet mobile

sous le milieu de la corde du monocorde, et avec le doigt on appuie *très légèrement* sur ce point, tandis que l'on passe l'archet *près du chevalet fixe* pour ébranler l'une des moitiés de la corde; cette moitié s'ébranle en effet, mais l'autre moitié entre aussi en vibration très visiblement, et, si l'on veut s'en assurer, il suffit de mettre en divers points près de son milieu de petits chevrons de papier qui seront lancés au loin. La figure que prend alors la corde est représentée dans la figure 35. On peut ensuite placer le chevalet mobile à la fin du premier tiers de la corde, et quand on ébranle ce premier tiers avec l'archet comme tout à l'heure, les deux autres tiers entrent à l'instant en vibration; mais chacun d'eux vibre séparément autour du point n, qui reste fixe quoique libre (*fig.* 36). Pour s'en assurer, on met encore de petits chevrons de papier, en v, en n et en v'. Ceux qui sont en v et v' sautillent d'abord et sont bientôt renversés, tandis que celui qui est en n reste immobile. Le point n s'appelle un *nœud*, et les points v et v' des *ventres*.

L'expérience réussit de même lorsqu'on place le chevalet à la fin du premier quart, du premier cinquième ou du premier sixième de la corde; il y a alors 2, 3, ou 4 nœuds sur lesquels les chevrons restent immobiles, tandis qu'ils sautent vers le milieu de tous les ventres.

Sauveur s'appuie sur ces résultats curieux, pour conclure qu'une corde sonore ébranlée à vide ne vibre pas seulement dans toute sa longueur, mais que chacune de ses moitiés, chacun de ses tiers, chacun de ses quarts, de ses cinquièmes et de ses sixièmes, etc., vibre séparément et produit le son qui convient à sa longueur, et que telle est la cause de la formation des harmoniques. En effet, que le milieu de la corde (*fig.* 37) oscille de h en h', quand la corde vibre en totalité, ce mouvement n'empêche pas que chaque moitié ne vibre autour de lui, comme s'il était en repos; il en est de même de tous les nœuds correspondans à chaque tiers, à chaque quart, etc.

531. *Lois générales des vibrations des tuyaux cylindriques et du battement qui résulte de deux sons voisins.* — Les tuyaux sonores, tels qu'ils entrent dans la composition des orgues, sont généralement disposés comme un *sifflet* ou comme un *flageolet*. On y distingue le *pied*, la *bouche* et le *tuyau* proprement dit : le *pied* apporte le *vent*, la *bouche* fait *parler*, le *tuyau* contient la colonne d'air qui doit entrer en vibration et produire le son. Dans le tuyau d'orgue (*fig.* 45, 46, 47, 48 et 49) le pied est creux, et la lumière *l* qui apporte le vent n'est qu'une espèce de fente dans la plaque qui ferme la grande base du pied ; la bouche *b b'* est plus ou moins ouverte, c'est-à-dire que la lèvre supérieure *b'* est plus ou moins éloignée ; quelquefois cette lèvre est mobile pour s'approcher ou s'éloigner à volonté. (*Fig.* 50.)

Pour donner le vent aux tuyaux dans les expériences, on se sert d'un soufflet ordinaire *s s'* (*fig.* 38) qui se gonfle au moyen de la pédale *p* ; le petit conduit *f f'* apporte le vent dans la caisse *c c'*, dont la table supérieure est percée d'une douzaine de trous *o o ;* ces trous sont fermés par de petites soupapes à ressort, et s'ouvrent à volonté au moyen des touches *h h'*.

Un tuyau étant mis en place et le soufflet gonflé, on met le doigt sur la touche, et, au moyen de la tige *t t'* que l'on presse plus ou moins, on donne le vent avec plus ou moins de force.

Supposons d'abord que le tuyau soit *ouvert* et qu'il ait partout le même diamètre : en lui donnant le vent avec plus ou moins de force et en changeant, s'il le faut, la largeur de la bouche, on parviendra à lui faire rendre différens sons ; et, si l'on représente par 1 le *son fondamental*, c'est-à-dire le plus grave qu'il puisse donner, les autres sons suivront la série des nombres naturels 1, 2, 3, 4, etc., et, quelque moyen que l'on essaie, on ne parviendra jamais à lui faire rendre un son quelconque compris entre ceux-là.

Tous les tuyaux cylindriques ou prismatiques de même

longueur donneront le *même son fondamental* et la même série 2, 3, 4, etc., pourvu que leur longueur soit 10 ou 12 fois leur diamètre, et que la matière qui les compose ait une rigidité convenable : seulement, si les tuyaux sont très minces, ils octavieront presque toujours, c'est-à-dire qu'ils donneront le son 2 et les suivans, et il sera très difficile d'en tirer le son fondamental.

Quand le tuyau rend le son 2, on peut le couper par le milieu et enlever sa moitié supérieure sans que le son éprouve la moindre altération ; de même, quand il produit le son 3, on peut le diviser en trois et enlever l'un des tiers et même les deux tiers supérieurs, etc.

Ainsi, pour le son 2, il y a un *ventre* au milieu de la longueur du tuyau, c'est-à-dire que la couche d'air qui s'y trouve n'est, pendant la vibration sonore, ni raréfiée ni condensée; car si elle éprouvait un changement de densité, on ne pourrait pas en ce point faire une ouverture sans altérer le son, et à plus forte raison ne pourrait-on pas enlever la moitié supérieure du tuyau. Pour le son 3 il y a deux *ventres intermédiaires*, l'un à la fin du premier tiers, l'autre à la fin du second tiers de la longueur ; car, si l'on fait des ouvertures dans ces points (*fig.* 50), le son n'est pas changé, et il l'est toujours si l'on fait des ouvertures ailleurs. Il y a trois ventres intermédiaires pour le son 4; quatre pour le son 5, etc.

C'est à Daniel Bernouilli que l'on doit ces expériences et toute la théorie des instrumens à vent (*Acad. des Scienc.*, 1762), telle à peu près qu'elle est admise aujourd'hui ; on en conclut que l'onde sonore qui correspond au son fondamental d'un tuyau a la même longueur que ce tuyau ; que celle qui correspond au son 2 a une longueur moitié ; que celle du son 3 est $\frac{1}{3}$ du tuyau ; celle du son 4, seulement $\frac{1}{4}$, etc. : car les deux extrémités d'un tuyau sont essentiellement des ventres où la couche d'air ne peut être ni condensée ni raréfiée, puisqu'elle communique avec l'air extérieur, et l'espace

compris entre deux ventres est toujours la longueur de l'onde.

Pour les *tuyaux fermés*, la loi des vibrations est différente: on peut en faire l'expérience avec un tube de verre d'environ 30 pouces de longueur sur 1 pouce de diamètre (*fig.* 43), dans lequel on fait glisser un piston *p* au moyen de la tige *t*. Après avoir ajusté le tube sur une embouchure convenable, on l'adapte au soufflet, et en laissant passer le courant d'air d'abord très lentement on obtient le son fondamental que nous représenterons par 1; un courant un peu plus fort fait sortir le son 3; et en augmentant progressivement la force du courant par une pression croissante on fait sortir à la suite les sons 5, 7, 9, etc.; ainsi un tuyau fermé, de longueur constante, rend différens sons qui suivent la série des nombres impairs 1, 3, 5, 7, etc., sans qu'il soit possible d'en faire sortir aucun son intermédiaire.

A cette loi il faut ajouter encore ce fait remarquable que le son fondamental d'un *tuyau fermé* et le son fondamental d'un *tuyau ouvert*, de même longueur, sont toujours à l'octave; et que le tuyau fermé donne le son grave ou le son 1, tandis que le tuyau ouvert donne le son aigu ou le son 2. C'est ce qu'il est facile de vérifier par l'expérience. Comme, d'une autre part, l'onde correspondante au son fondamental d'un tuyau ouvert a une longueur égale à celle du tuyau, il en résulte que l'*onde* correspondante au son fondamental d'un *tuyau fermé* a une *longueur double* de celle du tuyau. Daniel Bernouilli explique ce fait en admettant que le mouvement du son va se réfléchir sur le fond du tuyau et revient vers l'embouchure; cette hypothèse explique aussi comment le son 3 est le premier qui puisse succéder au son fondamental; car, si l'on divise la longueur du tuyau en trois parties égales (*fig.* 44) *et*, *tt'*, *t'f*, on pourra considérer les deux premiers tiers *et'* comme formant un tuyau ouvert qui vibre à l'unisson du tuyau fermé *t'f*, formé par le troisième tiers, et le son produit est évidemment le son 3, puisque *et'* est le tiers en

longueur du tuyau ouvert qui donnerait le son fondamental, et $t'f$ aussi le tiers du tuyau fermé ef. S'il en est ainsi, le deuxième son du tuyau fermé ef doit être le même que le son fondamental d'un tuyau fermé dont la longueur serait $t'f$ ou et : en effet, lorsqu'on enfonce le piston jusqu'en t on retombe exactement sur le deuxième son qui était produit lorsque le piston était en f. Il en résulte donc que, pendant les vibrations qui donnent le deuxième son, la couche d'air t reste dans le même état que s'il y avait là un fond fixe, c'est-à-dire qu'elle n'éprouve point d'oscillations ; elle forme alors ce qu'on appelle un *nœud*, parce qu'en réalité elle reste immobile. Ainsi pour le deuxième son d'un tuyau fermé, il y a dans la longueur de ce tuyau deux *ventres* et deux *nœuds* : le premier ventre est à l'embouchure e, le deuxième est aux deux tiers de la longueur en t' ; et le premier nœud est au premier tiers en t, le deuxième est au fond du tuyau en f.

Pour le troisième son qui est le son 5, il y a 3 ventres et 3 nœuds : le premier ventre est toujours à l'embouchure, le deuxième aux $\frac{2}{5}$, et le troisième aux $\frac{4}{5}$; le premier nœud est à $\frac{1}{5}$, le deuxième à $\frac{3}{5}$, et le troisième à $\frac{5}{5}$, c'est-à-dire au fond.

De même pour le son 7 il y a 4 ventres et 4 nœuds, pour le son 9, 5 ventres et 5 nœuds, etc.

On peut vérifier, par l'expérience, le lieu et l'existence de tous les ventres et de tous les nœuds correspondans à un son quelconque : pour cela, il suffit de faire des ouvertures en tous les points que nous venons de désigner comme appartenant au ventre (*fig.* 50), le son ne sera pas changé ; et l'on pourra aussi, au moyen de la tige t du piston p (*fig.* 43), pousser ce piston dans tous les points que nous venons de désigner comme appartenant aux nœuds ; le son n'en recevra non plus aucune altération, il restera le même pour toutes ces positions du piston.

Il résulte de tout ce qui précède que, pour monter une gamme avec des tuyaux ouverts ou fermés en tirant seulement leur son fondamental, il suffira de prendre 8 tuyaux

ouverts dont les longueurs soient entre elles comme les nombres 1, $\frac{8}{9}$, $\frac{4}{5}$, $\frac{3}{4}$, $\frac{2}{3}$, $\frac{3}{5}$, $\frac{8}{15}$, $\frac{1}{2}$, ou 7 tuyaux fermés dont les longueurs soient dans le même rapport. L'expérience semble en ce point s'écarter un peu de la théorie, car des tuyaux qui auraient exactement les rapports précédens donneraient une gamme fausse; mais cela tient à ce que la colonne d'air éprouve près de l'embouchure des mouvemens très compliqués, et il suffit d'altérer très peu les proportions précédentes pour avoir une gamme parfaitement juste.

Lorsqu'on fait vibrer ensemble deux tuyaux qui donnent des sons très rapprochés, comme, par exemple, l'*ut* et l'*ut dièse*, on entend à de petits intervalles un renflement très sensible dans le son ; c'est ce phénomène remarquable que les organistes appellent le *battement*. Sauveur en a le premier donné l'explication. Lorsque nous entendons à la fois deux sons dont l'un fait 24 vibrations, tandis que l'autre en fait 25, il est évident qu'à chaque 24 vibrations du premier ou à chaque 25 vibrations du second, les ondes sonores recommencent à partir ensemble, et leurs commencemens viennent ensemble frapper l'oreille, et c'est cette coïncidence qui produit le battement. Ainsi, plus les sons diffèrent entre eux, plus les battemens sont fréquens : et au contraire, plus les sons approchent de se confondre, et plus les battemens sont rares. Ce phénomène ne s'observe que difficilement entre les sons qui résultent des vibrations des cordes, parce qu'en général ils ont une moindre intensité : cependant Rameau en a aussi reconnu l'existence, et l'on sait tout le parti qu'il en a su tirer pour fonder un système de musique dont on ne parle plus guère.

332. *Lois des vibrations des lames ou des tiges.* — Une lame ou une tige qui est fixée solidement par une de ses extrémités (*fig.* 33), et qui est frottée par un archet ou simplement écartée de sa position avec la main, exécute de l en l' une série de vibrations isochrones qui deviennent, si elles sont assez rapides, de véritables vibrations sonores.

Daniel Bernouilli a déterminé par la théorie la loi de ces vibrations; il a démontré que pour une même lame, à laquelle on donne successivement diverses longueurs vibrantes, les nombres de vibrations exécutées dans le même temps sont en raison inverse des carrés de ces longueurs.

333. *Loi des vibrations de la sirène.* — Cet instrument imaginé par M. Cagniard de La Tour est disposé de la manière suivante :

tt' ff' (*fig.* 40), boîte cylindrique en cuivre, de 2 ou 3 pouces de diamètre et d'environ 1 pouce de hauteur; la surface supérieure de la table *tt'* est plane et très bien polie.

ss', ouverture percée au milieu du fond *ff'*.

yy', tuyau *porte-vent* qui se visse ou s'ajuste dans l'ouverture *ss'*.

v, ouvertures percées dans la table *tt'*; elles sont disposées circulairement et équidistantes entre elles (*fig.* 41) : on en peut faire 10, par exemple, et on leur donne de telles dimensions que les intervalles pleins qui les séparent aient un peu plus de largeur que les ouvertures elles-mêmes.

pp', plateau mobile dont la surface inférieure s'applique exactement sur la table, sans cependant exercer de frottement sensible.

x, axe autour duquel le plateau *pp'* peut tourner d'un mouvement plus ou moins rapide.

u, ouvertures percées dans le plateau *pp'*, et exactement correspondantes aux ouvertures *v* de la table, par leur nombre, leur position et leurs distances respectives. Ainsi, toutes les ouvertures de la table sont ouvertes à la fois ou fermées à la fois, suivant que la rotation du plateau amène sur elles les ouvertures *v* ou les intervalles pleins qui séparent ces ouvertures.

i, vis sans fin qui se trouve vers la partie supérieure de l'axe de rotation *x*.

rr', roue de 100 dents que la vis sans fin met en mouvement.

cc', roue indépendante qui ne passe qu'une dent pour chaque révolution de la roue *rr'*; c'est un bras fixé à l'axe de *rr'* qui vient la pousser d'un cran.

Les axes de ces roues portent des aiguilles qui parcourent des cadrans divisés *d* et *d'* (*fig.* 39); ces aiguilles et les roues qui les mettent en mouvement forment le *compteur* de la sirène. On peut à volonté faire marcher le compteur ou l'arrêter : pour cela, il suffit de presser le bouton *b* pour faire engrener la roue *rr'* avec la vis sans fin, ou le bouton *b'* pour désengrener; dans ce dernier cas, les dents de cette roue vont heurter contre un arrêt qui amortit immédiatement la vitesse acquise.

Nous devons ajouter encore que les ouvertures du plateau sont inclinées aux faces (*fig.* 42), de telle sorte que la vitesse du vent qui est poussé dans la boîte par le porte-vent suffit pour imprimer au plateau un mouvement de rotation de plus en plus rapide.

Cela posé, pour comprendre le jeu de la sirène comme instrument d'acoustique, imaginons pour un moment qu'il n'y ait qu'un seul trou dans la table et 10 dans le plateau. Alors, pendant une révolution du plateau, le trou de la table sera 10 fois ouvert et 10 fois fermé, et par conséquent l'écoulement de l'air qui arrive par le porte-vent aura lieu 10 fois et sera 10 fois arrêté. Cet effet se produira dans 1″ ou dans un 1″/10 ou dans 1″/100, suivant que le plateau fera 1 tour, 10 tours ou 100 tours par seconde, et, comme l'air qui est vivement poussé et brusquement arrêté produit à chaque alternative une vibration, il en résulte que l'on aura de la sorte 20 vibrations pour chaque tour du plateau, et par conséquent 20, 200 ou 2,000 vibrations par seconde. Ainsi la sirène doit rendre des sons qui montent par degrés, ou plutôt par nuances insensibles, depuis le plus grave jusqu'au plus aigu. Et c'est en effet ce que l'expérience confirme. Maintenant, si au lieu de supposer, comme nous l'avons fait, un seul trou dans la table, on suppose qu'il y en ait 10

comme dans le plateau, on aura seulement un son 10 fois plus intense, car chaque trou produira son effet comme s'il était seul.

Le nombre, la forme et la grandeur des trous paraissent avoir sur le *timbre* du son une influence dont jusqu'à présent on ne s'est rendu compte que par des considérations trop peu rigoureuses pour qu'il nous soit permis de les développer; il en est de même des divers effets que l'on obtient en laissant entre les trous des intervalles pleins plus ou moins grands: seulement, M. Cagniard de la Tour pense que, si les intervalles pleins sont très petits, le son se rapproche de la voix humaine, et que, s'ils sont très grands, le son se rapproche de celui de la trompette. Enfin, l'épaisseur de la table et celle du plateau doivent aussi imprimer aux sons des caractères particuliers qui sont encore trop peu étudiés.

334. *Détermination d'un son fixe ou du nombre absolu des vibrations qui correspondent à un son donné.* — On peut compter de diverses manières le nombre absolu des vibrations qui correspondent à un son quelconque : on y parvenait autrefois par les lois des vibrations des cordes ou des lames, ou par le battement des tuyaux; mais l'on y parvient aujourd'hui d'une manière plus directe et plus précise au moyen de la sirène et au moyen des roues dentées.

Sirène. Pour déterminer, au moyen de la sirène, le nombre des vibrations qui correspond par exemple au *diapason* dont on se sert pour accorder les instrumens de musique, il suffit de mettre sur la table du soufflet (*fig.* 38) un tuyau ouvert ou fermé dont le son fondamental soit à l'unisson du diapason; alors à côté de ce tuyau on met la sirène elle-même, et l'on donne le vent, en variant la pression au moyen de la tige *t*, jusqu'à ce que l'on parvienne à mettre la sirène à l'unisson avec le tuyau voisin; cet unisson obtenu, on le soutient pendant quelques minutes, ce qui exige seulement un peu d'habitude; ensuite, pendant que les sons se produisent, on presse à la fois le bouton du compteur de la

sirène pour faire engrener la roue et le bouton d'un bon chronomètre pour mesurer le temps ; après avoir soutenu l'accord attentivement pendant 2′ environ, il faut arrêter à la fois le compteur et le chronomètre. On a ainsi par le compteur le nombre des vibrations, et par le chronomètre le temps qui s'est écoulé ; ce qui permet de déduire aisément combien il y a eu de vibrations en 1″. En répétant plusieurs fois l'expérience, on trouve des nombres parfaitement concordans, desquels il résulte que le *la* du diapason ordinaire correspond à 440 trous du plateau passant sur un trou de la table, ou à 880 vibrations simples en 1″, car pour chaque trou qui passe la vibration est double, c'est-à-dire composée d'une onde condensée et d'une onde raréfiée.

Roues dentées. — C'est à M. Savart que l'on doit ce nouveau mode de produire des sons et de compter le nombre absolu des vibrations (*Ann. de Phys. et de Chim.*, t. 44 et 47); l'appareil qu'il a imaginé dans ce double but est représenté dans les figures 58 et 59 : *a* est un banc de bois de chêne, très solide, que l'on rend plus stable encore, soit en le fixant sur le sol, soit en le contrebutant de différens côtés: *b* est une roue de 1^{m} 80 de diamètre, portée par un axe très fort *c*, et mise en mouvement au moyen d'une manivelle ; *d* est un second axe destiné à recevoir un mouvement de rotation très rapide par la courroie *x*, qui passe sur la grande roue et sur une petite poulie de l'axe *d* ; pendant que la roue fait un tour, la poulie en fait par exemple 10 ; par conséquent, si la roue fait 4 tours par seconde, l'axe en fera 40. L'axe *d* porte une roue dentée de métal *d′*, dont le nombre des dents peut être de 600 ; et, lorsqu'on présente la tranche d'une carte au choc successif des dents qui passent avec rapidité, l'on peut obtenir ainsi 24,000 chocs en 1″; on est maître d'en obtenir plus ou moins, en tournant plus ou moins vite, ou en montant sur l'axe *d* diverses roues dont le nombre des dents soit variable. Dans tous les cas, le son que l'on obtient est pur, continu, bien caractérisé, et d'autant plus aigu que les

chocs se répètent à des intervalles plus rapprochés ; il est par conséquent très facile de le mettre d'accord avec le diapason et de le soutenir à l'unisson aussi longtemps que l'on veut. Or, le choc des dents contre la tranche de la carte produit un son, parce que la carte est mise en vibration ; pendant que la dent passe, la carte est pressée dans un sens, puis elle revient par son élasticité au devant de la dent suivante, en sorte qu'en réalité elle vibre comme une lame ou comme une corde, accomplissant par l'effet de chaque dent une vibration double, c'est-à-dire une allée et une venue ou, pour mieux dire, une onde condensée et une onde raréfiée. Il y a donc en 1″ autant de vibrations doubles qu'il y a de dents qui passent, et il suffit de compter le nombre de ces dents pour avoir le nombre des vibrations. Dans ce but, l'axe *d* porte une vis sans fin qui engrène dans une roue destinée à servir de compteur : ce compteur est du reste analogue à celui de la sirène. Par des expériences très précises, M. Savart a constaté que le *la* de notre diapason correspond à 880 vibrations simples, comme on l'avait constaté avec la sirène, mais d'une manière moins facile et moins sûre.

Connaissant une fois le nombre des vibrations qui correspond à un son dont le rang est connu dans les gammes musicales, il est très facile d'obtenir le nombre des vibrations correspondant à un autre son quelconque. Le *la* du diapason étant un la_3 et le *la* du violoncelle un la_2, il en résulte que celui-ci fait 440 vibrations, le la_1 220, le la_{-1} 110 et le la_{-2} seulement 55, en sorte que l'ut_{-2} en fait 33.

La voix d'homme s'étendant en général du sol_2 au sol_4, et la voix de femme du re_3 à l'ut_5, il est facile de voir que les nombres de vibrations sont dans le 1er cas 396 et 1584 et dans le 2e 594 et 2112 ; ainsi l'organe de la voix humaine exécute 396 vibrations par seconde en formant les sons musicaux les plus graves, et 2112 en formant les sons les plus aigus.

Au reste tous ces résultats sont encore confirmés par les vibrations des lames, des tuyaux et des cordes : pour les

cordes, la théorie donne immédiatement le nombre des vibrations par la formule

$$n^2 = \frac{gp}{cl},$$

dans laquelle n est le nombre des vibrations en 1″, g la gravité ou 9^m, 8088, p le poids qui tend la corde, l la longueur de la corde, et c le poids de la longueur l.

335. *De la longueur absolue des ondes sonores.* — Pour déterminer la longueur absolue des ondes sonores dans un milieu quelconque, il suffit de connaître la vitesse avec laquelle le son se propage dans ce milieu et le nombre des vibrations qui produisent le son. Dans l'air, par exemple, la vitesse du son étant de 340 mètres par seconde, il est évident qu'un son qui résulterait de 340 vibrations par seconde donnerait des ondulations de 1 mètre de longueur; car chaque vibration excite une onde, et les 340 ondes qui sont excitées en 1″ occupent précisément 340 mètres de longueur. On voit donc qu'en général la longueur de l'onde est le quotient de la vitesse du son par le nombre des vibrations. Ainsi la longueur de l'onde de l'ut_0 est de 340 mètres divisés par 33, ou de 10 mètres et un tiers; c'est le son le plus grave qui soit employé en musique; il est donné par le gros bourdon du jeu d'orgue qui est un tuyau de 16 pieds, bouché, donnant une ondulation de 32 pieds sans le trouble qui se produit à l'embouchure.

336. *De la limite des sons perceptibles.* — On avait pensé pendant long-temps que le son correspondant à 32 vibrations simples était le plus grave que l'oreille humaine pût entendre ; mais M. Savart a fait voir que la sensibilité de l'organe de l'ouïe avait été établie sur des données fort incertaines, et, par une série d'expériences extrêmement remarquables, il a tracé la route qu'il fallait suivre pour résoudre cette question importante (*Ann. de Phys. et de Chim.*, t. 44 et 47). Pour les sons graves, il a substitué à la roue

dentée de la figure 59 une simple barre de fer ou de bois représentée (*fig.* 58), et il a fait voir qu'en disposant sur le banc de l'appareil des planchettes de bois, formant une espèce de cadre dans lequel passe la barre pendant son mouvement, l'on obtient à chaque passage un bruit explosif d'une intensité véritablement assourdissante ; cette intensité paraît avoir son maximum quand la barre, en passant dans le cadre, en rase les bords à la distance de 1 à 2 millimètres. Les explosions sont d'abord distinctes et successives quand le mouvement de la barre est très lent, mais, dès qu'il acquiert assez de vitesse pour qu'il y ait 7 ou 8 chocs, ou plutôt 7 ou 8 passages de la barre par seconde, le son devient parfaitement continu, et il a en même temps une force et une gravité des plus remarquables. Ainsi, l'oreille humaine perçoit distinctement des sons graves qui correspondent à 14 ou 15 vibrations simples par seconde, car chacune des explosions dont il s'agit produit évidemment une vibration double, c'est-à-dire une onde condensée et une onde raréfiée. Pour trouver la limite des sons aigus, M. Savart a au contraire substitué à la barre une roue dentée d'un grand diamètre portant jusqu'à 720 dents, de manière à faire passer 24,000 dents par seconde, ce qui donne 48,000 vibrations simples, et le son qui en résultait était encore perceptible, quoique excessivement aigu. Ainsi, notre organe est constitué avec une si merveilleuse délicatesse qu'il peut entendre et distinguer les uns des autres tous les sons qui se trouvent compris entre 15 vibrations et 48,000 vibrations par seconde. Encore ne peut-on pas dire que ce sont là les vraies bornes de sa sensibilité : nous pensons avec M. Savart que, hors de ces limites, il y a encore des sons qui deviendraient perceptibles, s'ils avaient assez d'intensité.

CHAPITRE III.

Vibrations des Corps solides.

337. *Vibrations des corps dont deux dimensions sont petites par rapport à la troisième. Tubes, verges cylindriques, verges prismatiques, etc.* Nous avons déjà vu que les lames, les tiges ou les cylindres peuvent éprouver des vibrations rapides et exciter des ondes sonores lorsqu'on les ébranle perpendiculairement à l'axe; ces vibrations, dont les lois sont assez simples, se nomment *vibrations transversales.*

Nous allons maintenant considérer les *vibrations longitudinales*, c'est-à-dire celles que l'on peut exciter dans les tubes, les verges, les cordes, etc., en imprimant à leurs molécules des vitesses parallèles à l'axe.

Supposons, par exemple, que l'on prenne un tube de verre d'environ deux mètres de longueur et de trois ou quatre centimètres de diamètre, et qu'en le soutenant d'une main juste en son milieu, on exerce de l'autre main, sur l'une de ses moitiés, une légère friction avec un morceau de drap mouillé : à l'instant on entendra un son, et avec un peu d'habitude on parviendra à lui donner beaucoup d'éclat et de pureté. Les vibrations que l'on détermine ainsi sont évidemment des vibrations longitudinales. En frottant toujours de la même manière par un mouvement de va-et-vient, mais avec plus ou moins de vitesse, et en pressant plus ou moins, on pourra produire une série de sons différens; et, si l'on représente par 1 le premier son de la série, c'est-à-dire le plus grave, il sera facile de constater que les autres se trouvent représentés par la suite des nombres naturels 2, 3, 4, etc.;

il sera déjà difficile de faire sortir le son 4 quand le tube n'aura que deux mètres de longueur.

On obtiendra les mêmes résultats avec de longues lames prismatiques de verre, ou avec des cylindres pleins de la même substance, et aussi avec des tubes, des lames et des cylindres de bois ou de métal. Seulement, pour ces derniers, il sera souvent plus commode d'adopter un autre mode d'ébranlement : au lieu de frotter avec du drap mouillé, on pourra frotter avec du drap enduit de résine, ou, ce qui sera plus sûr encore, on pourra fixer avec de la cire à cacheter, à l'une des extrémités du cylindre ou des lames et sur le prolongement de leur axe, un petit tube de verre creux ou plein, d'environ un décimètre de longueur et de 5 ou 6 millimètres de diamètre ; c'est alors ce tube auxiliaire qui sera ébranlé avec du drap mouillé, et les vibrations se communiqueront sans peine.

Ainsi, quand les verges droites sont soutenues au milieu et libres à leurs extrémités, elles vibrent comme les tuyaux ouverts, et *rendent des sons qui suivent la série des nombres naturels* 1, 2, 3, 4, etc.

Il est facile de s'assurer par l'expérience que *des verges de même substance sont toujours à l'unisson pour leur son fondamental quand elles ont la même longueur*, quelle que soit leur largeur ou leur épaisseur, pourvu toutefois que ces deux dimensions restent toujours petites par rapport à la troisième. Ainsi, toutes les verges du même verre de 6 pieds de longueur donneront le même son, qu'elles soient minces ou épaisses et qu'elles soient travaillées en lames, en tubes ou en cylindres. Mais, à égalité de longueur, des verges de diverses substances donneront des sons différens.

Pendant que ces corps solides sont en vibration, le mouvement se distribue très inégalement dans toutes leurs molécules ; la plupart d'entre elles font des excursions plus ou moins grandes, et il y en a au contraire, mais en petit nombre, qui restent toujours en repos. La série des points

de repos forme, sur la surface, des lignes que l'on nomme *lignes nodales*; et nous allons faire voir, d'après les ingénieuses observations de M. Savart, que, dans les vibrations dont il s'agit, les lignes nodales tracent, autour des tubes et des cylindres, des courbes à peu près semblables *aux hélices*, c'est-à-dire *aux filets d'une vis*, et que les courbes plus irrégulières qu'elles tracent autour des lames prismatiques semblent imiter encore des hélices plus ou moins imparfaites.

Supposons d'abord que l'on expérimente sur un long tube de verre dont on tire seulement le son fondamental: on tient ce tube à peu près horizontalement; sur celle de ses moitiés qui n'est pas frottée avec le drap mouillé on passe un anneau en papier très léger (*fig.* 77), d'un grand diamètre, et l'on observe ses mouvemens; aussitôt que le son se fait entendre, l'anneau glisse sur la surface du tube avec vivacité et s'arrête enfin en un certain point auquel il revient sans cesse quand on l'en écarte. On marque ce point avec de l'encre; il fait évidemment partie de la ligne nodale. Ensuite on fait un peu tourner le tube dans la main, pour amener en dessus une autre arête sur laquelle repose l'anneau, et l'on recommence les vibrations: on voit encore l'anneau qui glisse et s'arrête; ce qui donne un second point de la ligne nodale, que l'on marque comme le premier. En continuant de tourner le tube peu à peu et dans le même sens, on peut successivement marquer tous les points de la ligne nodale, et l'on démontre ainsi qu'elle forme une espèce d'hélice irrégulière dont le pas est très allongé et qui fait plusieurs révolutions autour du tube. C'est ce que nous avons essayé de représenter (*fig.* 77 et 78). En retournant le tube pour mettre l'anneau sur son autre moitié, on y trouve une courbe toute pareille, avec cette circonstance singulière que l'une de ces courbes n'est pas la continuation de l'autre, mais que toutes deux semblent partir du milieu et s'enrouler dans le même sens; ou en sens contraire; quelquefois même ce ren-

versement se manifeste sur chaque moitié de la tige.

La surface intérieure du tube présente une ligne nodale analogue à celle de la surface extérieure; pour en constater la trace, M. Savart met dans le tube bien desséché un peu de sable dont les grains soient pareillement très secs et assez gros, ou bien une petite balle de liége ou de cire.

Lorsqu'au lieu de tirer d'un tube le son fondamental on tire les sons 2, 3 ou 4, on retrouve encore des lignes nodales analogues aux précédentes; seulement, il y a toujours 2, 3 ou 4 *renversemens* dans la direction de l'hélice.

Les lignes nodales des verges prismatiques sont plus compliquées, mais celles des bandes très longues et assez minces, comme des bandes de verre à glaces de 2 ou 3 mètres de longueur sur 3 ou 4 centimètres de largeur, présentent en général une opposition remarquable : après avoir reconnu les lignes nodales d'une face, si l'on retourne la lame, on obtient sur l'autre face des nœuds qui correspondent précisément aux ventres de la première (*fig.* 69).

La cause de ces phénomènes a été long-temps inconnue, mais M. Savart vient de la découvrir et de donner ainsi à la théorie de l'acoustique une base qui lui manquait; nous essaierons seulement de donner ici une idée de ce beau mémoire, qu'il résume lui-même de la manière suivante (*Ann. de Phys. et de Chim.*, t. 65).

« *Premièrement.* Les lignes nodales indiquées, par le sable ou par tout autre procédé, sur les faces des corps qui exécutent des vibrations longitudinales, sont produites par des inflexions alternatives engendrées périodiquement par les contractions longitudinales et qui s'effacent à chaque dilatation. Ces inflexions périodiques constituent une espèce particulière de mouvement normal qui ne se compose que de demi-oscillations dont le nombre est toujours égal à celui des vibrations longitudinales elles-mêmes, et qui sont caractérisées par une disposition alterne de lignes nodales dont

l'intervalle, sur deux faces opposées, est le même que celui des lignes de repos du mouvement transversal ordinaire qui donnerait le même son. Elles donnent lieu, à l'instant où elles s'établissent, à un mouvement moléculaire qui est toujours parallèle aux faces et aux arêtes des verges, mais qui est de sens contraire de part et d'autre des lignes de repos. Ainsi, quand une verge vibre longitudinalement, elle est le siége, d'abord, d'un mouvement de contraction et d'allongement analogue à celui des colonnes d'air qui résonnent dans des tuyaux; ensuite, d'un mouvement de flexion transversal analogue à celui qui est produit brusquement dans une verge comprimée dans le sens de sa longueur; et enfin d'un mouvement moléculaire longitudinal qui est alternativement de sens contraire de part et d'autre de chaque point d'inflexion.

» *Deuxièmement.* Les caractères des systèmes nodaux dépendent particulièrement de la forme des verges, ainsi que du rapport de leurs dimensions transversales entre elles et à la longueur. Ces systèmes sont extrêmement variés, même pour les formes les plus simples, c'est-à-dire lorsque la section des verges est carrée ou circulaire, les seuls cas où l'on puisse en déterminer le nombre et prévoir l'aspect qu'ils peuvent présenter. En général, ces systèmes sont composés de lignes nodales héliçoïdales qui tournent, soit dans le même sens d'un bout à l'autre des verges, soit en sens contraire dans les deux moitiés de la longueur; ou bien ils sont formés de lignes transversales qui ont une disposition alterne sur les faces ou arêtes opposées des verges, et dont les extrémités tombent perpendiculairement sur deux tiges nodales longitudinales qui occupent deux arêtes diamétralement opposées.

» *Troisièmement.* La comparaison des allongemens des verges, par les vibrations longitudinales et par des poids, montre qu'un léger ébranlement moléculaire peut donner lieu à un développement de force qui paraît énorme eu égard

à la cause qui le produit, et qui est d'autant plus extraordinaire qu'il semble proportionnel à l'aire de la section des verges. »

Pour démontrer les deux premières de ces propositions générales, M. Savart détermine d'abord par l'expérience les lois des systèmes nodaux que l'on observe dans les vibrations longitudinales des verges, et il constate ainsi que ces systèmes ne peuvent en aucune sorte résulter des vibrations longitudinales elles-mêmes, mais qu'ils résultent d'un *mouvement concomitant*, dont les périodes sont pareilles à celles des vibrations transversales. Ce premier point établi, il se présente une difficulté qui semble d'abord insurmontable : les vibrations transversales étant perpendiculaires à l'axe, si le mouvement concomitant dont il s'agit est de même nature, il devrait faire sauter le sable perpendiculairement à la face des verges, tandis qu'au contraire il le fait glisser tangentiellement, comme ferait une impulsion longitudinale. Mais M. Savart résout cette difficulté par une série d'expériences extrêmement ingénieuses. Soit *ab* (*fig.* 67) une portion de verge brusquement infléchie d'une petite quantité, la face *ab* s'allonge et la face *cd* se raccourcit ; pendant l'allongement, les molécules marchent tangentiellement de *a* en *n* et de *b* en *n* ; donc le sable se déplace dans le même sens, et il y a en *n* un point de repos, ou une ligne nodale formée par la rencontre de ces deux mouvemens opposés du sable : au contraire, pendant le raccourcissement de la face *cd*, les molécules de cette face marchent tangentiellement de *v* en *c* et de *v* en *d* ; donc les molécules de sable marcheraient dans le même sens, s'écartant de part et d'autre du point *v* qui devient ainsi un ventre de vibrations. Que cette portion de verge revienne maintenant à sa position rectiligne sans se courber de l'autre côté, le même effet se produira pendant le retour; par conséquent, si la vibration transversale a peu d'amplitude, et si elle ne s'accomplit que d'un seul côté, le point *n* de la convexité sera essentiellement un nœud, tan-

dis que le point v de la concavité sera essentiellement un ventre. Ce qui arrive à l'une des portions de la verge arrive nécessairement à toutes les portions contiguës successives éprouvant des flexions analogues et opposées (*fig.* 168); d'où il suit que les nœuds de l'une des faces correspondent aux ventres de l'autre face, et *vice versâ*.

Tel est le principe qui sert de point de départ à M. Savart; nous y ajouterons quelques développemens extraits de son mémoire.

« D'abord il faut observer que les verges libres par les deux bouts, et qui vibrent transversalement, peuvent présenter un nombre pair ou un nombre impair de lignes de repos, et que par conséquent le mouvement longitudinal pourra être isochrone au mouvement transversal qui s'accompagne d'un système nodal de l'une ou de l'autre espèce. Ensuite, comme les intervalles entre les sons qui composent la série des harmoniques des verges libres, vibrant transversalement, sont assez grands, surtout pour les modes de division les plus simples, il pourra aussi se faire que le son longitudinal tombe entre deux sons du mouvement transversal; mais nous ne nous occuperons ici que du cas où l'isochronisme existe naturellement.

» Soit donc (*fig.* 69) une verge vibrant transversalement et représentant un nombre impair de nœuds 0, 1, 2.....; 0′, 1′, 2′,..... qui se correspondent : comme les nombres des vibrations des verges qui vibrent longitudinalement ne dépendent que de la longueur, et qu'au contraire ceux des vibrations transversales sont influencés par l'épaisseur, il est évident qu'il y aura toujours une épaisseur telle que le mode de division qui est représenté dans la figure sera le résultat d'un nombre de vibrations égal à celui des vibrations longitudinales : or, si l'on supprime les nœuds 1, 3, 5, 7, sur la face supérieure de la verge, et 0′, 2′, 4′, 6′, 8′, sur la face inférieure, on aura une disposition nodale de cette même verge vibrant longitudinalement (*fig.* 70), disposition qu'on

rencontre très souvent. Mais l'expérience montre qu'elle n'est pas la seule qui puisse résulter d'un nombre impair de nœuds, et que les lignes 0, 3, 5, 7 sur la face supérieure, et les lignes 1′, 3′, 6′, 8′, sur la face inférieure, peuvent aussi disparaître; mais alors les nœuds 4 et 4′ (*fig.* 72) s'écartent un peu du milieu de la longueur de la verge, de sorte que les intervalles 3, 4 et 4′, 5′ deviennent un peu plus grands que les ventres des vibrations du mouvement transversal. Dans le premier cas, le mode d'inflexion de la verge est très simple, les parties vibrantes étant toutes d'égale longueur (*fig.* 71); dans le second (*fig.* 73), il y a, au milieu de la longueur, deux parties vibrantes beaucoup plus courtes que les autres; il semble que les deux moitiés de la verge s'infléchissent indépendamment l'une de l'autre. Mais ce qui se passe au milieu de la longueur n'est qu'une conséquence de ce que, les contractions longitudinales commençant par les extrémités de la verge, il peut arriver qu'elles y produisent des courbures dont le sens soit opposé pour des parties vibrantes également distantes du milieu de la longueur, tandis que, dans le mode d'inflexion (*fig.* 71), ces courbures se font du même côté de l'axe. L'établissement des deux petites parties vibrantes du milieu de la longueur étant donc ainsi forcé, on conçoit qu'en ce point le mouvement doit toujours être plus ou moins irrégulier; aussi, les lignes nodales 4, 4′ sont-elles toujours très mal dessinées et souvent obliques aux arêtes de la verge, au lieu de leur être perpendiculaires comme le sont toutes les autres; il arrive même fréquemment que le sable, au lieu de se mouvoir parallèlement aux arêtes, est entraîné dans des directions obliques ou suivant des courbes plus ou moins irrégulières. Néanmoins, ce mode de division est peut-être celui qui se présente le plus souvent à l'observation.

» Supposons maintenant que la verge, tout en conservant la même longueur, vienne à diminuer un peu d'épaisseur, le son longitudinal restant par conséquent le même,

il faudra que le mode de division transversal se modifie; admettons que la diminution soit telle, pour que l'isochronisme des deux mouvemens puisse avoir lieu, que la verge, vibrant transversalement, présente un nombre pair de nœuds (*fig.* 74) : si l'on efface les nœuds 2, 3, 5, 7, sur la face supérieure et les nœuds 0′, 2′, 4′, 6′ sur la face inférieure, on aura une disposition nodale de la verge vibrant longitudinalement (*fig.* 75), disposition qui se présente fréquemment : si l'on efface au contraire les nœuds 1, 3, 5, 7, sur la face supérieure, et les nœuds 1′, 3′, 4′, 6′ sur la face inférieure, on aura pour mode de division, dans le cas des vibrations longitudinales, la disposition représentée (*fig.* 77). Dans le premier cas, le mode d'inflexion de la verge sera très simple (*fig.* 76) : dans le second cas (*fig.* 78), il sera plus compliqué ; la verge présentera, au milieu de sa longueur, une partie vibrante de moitié plus courte que les autres, et il apparaîtra en *m* une ligne où le sable se rassemblera, et à une très petite distance de laquelle il aura un mouvement en sens contraire pour aller former les nœuds 3′ et 5′. Ce mode d'inflexion se rencontre plus fréquemment que le précédent : comme celui de la figure 73, il est une conséquence de ce que les courbures s'établissent d'abord aux extrémités, et du sens même qu'elles affectent. La comparaison des figures 76 et 78 montre clairement cette influence exercée par le sens des courbures. »

Ainsi les verges à section rectangulaire qui vibrent longitudinalement sont susceptibles d'affecter quatre modes de division bien distincts, savoir : les modes *a* et *a′* (*fig.* 70 et 71), qui résultent des vibrations transversales dont le nombre de nœuds est impair, et les modes *b* et *b′* (*fig.* 75 et 77), qui résultent au contraire des vibrations transversales dont le nombre des nœuds est pair. Ces quatre modes peuvent se combiner entre eux, et c'est par leurs combinaisons coexistantes que M. Savart explique les phénomènes si complexes que présentent les verges carrées ou prismatiques, les cylin-

dres, les tubes et les cordes. C'est ainsi, par exemple, que les tubes donnent les lignes nodales très bizarres de la figure 79 ou les lignes nodales moins discontinues de la figure 80, qui dérivent des premières.

Pour démontrer la troisième proposition générale que nous avons rapportée plus haut (page 83), M. Savart a déterminé par des expériences très précises les allongemens que prennent les verges pendant leurs vibrations longitudinales, et il a pu constater ainsi que pour le cuivre, le laiton, l'acier, le fer et le bois, ces allongemens se trouvent souvent de 1 dix-millième et demi ou 2 dix-millièmes de la longueur, c'est-à-dire d'environ 2 dixièmes de millimètre pour des verges de 1 mètre, qu'elles soient minces ou épaisses. Or, le poids qui serait nécessaire pour produire par la traction un allongement égal devrait être très considérable si on l'appliquait seulement à des verges de quelques centimètres de diamètre; il en résulte donc une sorte de paradoxe mécanique, en ce qu'une simple vibration détermine un développement de force prodigieux. Pour s'en rendre compte d'une manière frappante, il suffit de coller avec de la cire un petit tube de verre à une grosse poutre de bois, puis de mettre le tube en vibration en le touchant avec du drap mouillé : à l'instant, toute la masse de la poutre entre en vibration longitudinale, elle s'allonge et se contracte, et il faudrait des poids énormes agissant par traction ou par compression pour lui faire subir ces changemens de dimensions qu'un léger frottement peut lui imprimer.

Dans ce qui précède nous n'avons parlé que des modes de vibrations qui conviennent aux verges dont les extrémités sont libres, mais il se développe des phénomènes analogues lorsqu'on fixe solidement les deux extrémités ou seulement une seule.

M. Cagniard de La Tour a fait de nombreuses expériences sur les vibrations longitudinales des longs tubes remplis de liquide. Dans ce cas, toute la masse liquide participe aux

vibrations des parois, il en résulte par conséquent des dilatations et des contractions moléculaires considérables, qui déterminent des solutions de continuité plus ou moins apparentes. Mais ces phénomènes curieux n'ont pas été soumis à une analyse assez rigoureuse ni assez complète, pour qu'il nous soit possible de résumer ici les résultats des observations (*Ann. de Phys. et de Chim.*, t. 56).

338. *Vibrations des corps dont une seule dimension est petite par rapport aux deux autres. Plaques, membranes, cloches*, etc. — Pour faire vibrer les plaques, on peut employer la pince de la figure 103, après l'avoir fixée très solidement sur un établi ; la plaque *p* est saisie entre le cylindre *a* et la vis *b*, qui se terminent l'un et l'autre par un morceau conique de liége ou de peau de buffle; lorsqu'elle est assez fortement pressée, on l'ébranle avec un archet, et l'on en tire des sons purs, dont il est facile de prendre l'unisson sur un piano.

En procédant de la sorte, on constate d'abord ce premier résultat général que, quelle que soit la substance de la plaque, bois, terre cuite, verre, métal, etc.; quelle que soit sa forme, carrée, triangulaire, ronde, elliptique, etc., on peut toujours en obtenir des sons extrêmement variés, montant du grave à l'aigu par des nuances plus ou moins rapprochées. On constate pareillement ce second resultat que, pour chacun des sons qu'elle rend, la plaque se partage en *parties vibrantes* et en *lignes de repos* ou *lignes nodales* offrant un arrangement particulier, avec cette circonstance remarquable qu'à mesure que le son s'élève, l'étendue des parties vibrantes devient plus petite, et par conséquent les lignes nodales plus multipliées.

Pour démontrer ce point essentiel, on saupoudre la surface supérieure de la plaque avec du sable sec et fin; alors, au premier son qui est produit, le sable entre en mouvement, il saute et retombe plusieurs fois en une seconde, et, toujours repoussé par les parties vibrantes, il va s'accumuler sur les parties immobiles et marque ainsi la trace des lignes

nodales. M. Savart a imaginé un moyen bien ingénieux de relever d'une manière parfaitement correcte ces figures qu'il serait souvent impossible de copier au crayon, tant elles sont complexes et bizarres : pour cela, au lieu de sable, il emploie des pains de tournesol, pulvérisés avec de la gomme, puis réduits en pâte, séchés, pulvérisés de nouveau et passés au tamis, afin d'avoir des grains égaux et de grosseur convenable. Lorsque cette poudre colorée et hygrométrique a tracé sur une plaque les lignes nodales correspondantes à un son connu, il suffit d'appliquer sur la plaque une feuille de papier légèrement humectée avec de l'eau gommée, et d'exercer ensuite une pression suffisante pour imprimer sur le papier la figure que portait la plaque. C'est ainsi que M. Savart est parvenu en même temps à noter plusieurs centaines de sons produits par une même plaque, et à recueillir, pour les comparer entre elles, toutes les figures correspondantes à ces sons.

Plaques carrées. — La figure 102 représente, par exemple, 70 figures, produites par une même plaque carrée; ces figures sont arrangées dans un ordre méthodique dont nous allons indiquer la clef. Le chiffre qui est à gauche du trait, au dessus de chaque figure, marque le nombre des lignes nodales horizontales, et celui qui est à droite le nombre des lignes nodales verticales; les lignes réelles, comme on peut le voir, ne sont pas continues, elles sont plus ou moins contournées, mais elles peuvent toujours se ramener aux directions horizontales et verticales. Nous devons remarquer encore que les diagonales sont prises pour des lignes verticales, dont elles s'approchent en se décomposant. Les chiffres qui sont en tête de chaque série indiquent la différence entre le nombre des lignes horizontales et le nombre des lignes verticales; ainsi le chiffre 3, qui est en tête de la cinquième série, annonce que dans toute cette série les lignes nodales verticales excèdent de 3 les lignes nodales horizontales. M. Savart fait remarquer encore que, quand le nombre de

ces dernières est la moitié des premières, il y a de petits cercles enfermés dans un carré situé diagonalement, comme on le voit pour 2|4, 3|6, 4|8, 5|10; et que, quand il est le tiers, les petits cercles sont dans des carrés droits comme 2|6, 3|9.

Outre ces figures de la plaque carrée, M. Savart en a relevé beaucoup d'autres qui correspondent à des sons intermédiaires; ces figures, comme on le suppose, ne s'obtiennent pas, sans fixer sur la plaque plusieurs points qui doivent appartenir à des lignes nodales (voy. le support, *fig.* 104).

Chladni avait pensé que si l'on considère seulement les figures qui ont un même nombre de lignes nodales, verticales et horizontales, les nombres des vibrations correspondans sont entre eux comme les carrés des lignes nodales: mais M. Savart a fait voir que cette loi donne toujours des nombres de vibrations trop petits ou des sons trop graves, et que l'erreur est d'autant plus grande que le nombre des lignes nodales est plus considérable. Ainsi l'erreur est très grande pour le son qui correspond à 15 lignes nodales verticales et 15 horizontales.

Les plaques triangulaires, rectangulaires ou polygonales, donnent des figures analogues aux précédentes, mais dans lesquelles on ne retrouve pas l'espèce de symétrie binaire des plaques carrées.

Plaques circulaires. — Une plaque circulaire donne aussi une multitude de sons, à chacun desquels appartient une figure déterminée; mais l'ensemble de ces figures peut être rapporté à trois systèmes différens, savoir : le *système diamétral*, le *système concentrique* et le *système composé*.

Le *système diamétral* est uniquement composé de diamètres qui divisent la circonférence en un nombre pair de parties égales : dans la figure la plus facile à obtenir, on compte 2 diamètres, et 4 parties dans la circonférence (*fig.* 105) ; ensuite 3 diamètres et 6 parties, etc.

Dans les cercles de métal qui ont 3 ou 4 décimètres de

diamètre, on peut souvent compter jusqu'à 36 ou 40 parties dans la circonférence ; il est facile de voir pourquoi, dans ce mode de division par lignes droites, les parties doivent être toujours égales et en nombre pair : car, 1° il est évident que toutes ces parties doivent vibrer à l'unisson, c'est-à-dire accomplir dans le même temps le même nombre d'oscillations; et, puisqu'elles sont disposées de la même manière, il faut bien qu'elles soient égales en étendue; 2° deux parties contiguës doivent avoir des mouvemens opposés de part et d'autre de la ligne nodale, c'est-à-dire que l'une doit passer à droite de sa position primitive, tandis que l'autre passe à gauche, et *vice versâ;* ce qui ne pourrait avoir lieu si les parties étaient en nombre impair.

Dans le *système concentrique*, toutes les lignes nodales sont des circonférences dont le centre est au centre de la plaque :

Le cas le plus simple est celui d'une seule ligne nodale (*fig.* 106); ensuite on peut en obtenir deux, trois ou davantage. Pour reproduire ces figures plus facilement, M. Savart prend comme Chladni des plaques d'un grand diamètre, mais il les perce au centre d'un trou circulaire de quatre ou cinq millimètres de diamètre; dans ce trou, il fait passer une mèche de crin en guise d'archet (*fig.* 107); la plaque doit être soutenue seulement par quelques points des lignes nodales que l'on veut produire.

Dans le *système composé*, les lignes nodales sont des diamètres plus ou moins courbés et des circonférences plus ou moins altérées dans leurs contours. Les figures 108 et 109 représentent quelques unes des formes nombreuses auxquelles on peut arriver. Pour les obtenir, il faut plus ou moins d'habileté, mais le principe consiste à presser avec les doigts un ou plusieurs des points par lesquels les lignes nodales doivent passer.

M. Savart a aussi étudié les figures produites par les plaques circulaires ; son mémoire sur ce sujet n'est pas encore publié, mais il a bien voulu me communiquer à cet égard

quelques observations essentielles : il a remarqué, par exemple, que, dans le système diamétral, les rayons cessent de se prolonger jusqu'au centre dès que leur nombre devient un peu grand, et alors les parties centrales de la plaque produisent, en général, des sons harmoniques, c'est-à-dire les sons 2, 3 et 4, en prenant 1 pour le son produit par les parties de la plaque qui avoisinent la circonférence. La figure 111 suffirait pour indiquer combien il serait facile de se tromper sur la direction des lignes nodales, si l'on n'avait pas un moyen très précis de les imprimer au moment où elles se produisent.

Le déplacement des lignes nodales est un phénomène très remarquable que l'on doit encore à la rare sagacité de M. Savart. Voici en quoi il consiste : si l'on prend un disque de laiton très bien travaillé, d'environ 4 décimètres de diamètre et de 2 ou 3 millimètres d'épaisseur, qu'on le dispose comme il est représenté dans la figure 110, et qu'on l'ébranle par le bord, avec un archet, après avoir jeté sur sa surface de la poudre de lycopode qui est beaucoup plus légère que le sable, on observe bientôt que, pour certains sons graves et pleins qui correspondent à une figure diamétrale de 4, 6 ou 8 rayons, ces lignes nodales ne restent pas fixes; elles éprouvent un mouvement d'oscillation très marqué, et même, en continuant le mouvement de l'archet, on parvient à les faire tourner d'un mouvement de rotation continu, en sorte que la poudre de lycopode forme alors un tourbillon rapide qui parcourt la surface du disque à une certaine distance de la circonférence et en lui restant parallèle. Cette expérience est l'une des plus intéressantes que l'on puisse faire avec les plaques circulaires. M. Savart explique ce phénomène de la manière suivante : Dans les disques les mieux travaillés, l'élasticité n'est pas la même dans tous les sens; il y a deux diamètres qui correspondent, l'un à la moindre élasticité et l'autre à la plus grande; cela posé, si l'on ébranle le disque avec l'archet en attaquant un point tel que les lignes nodales

tendent à se placer sur ces diamètres, les lignes nodales seront immobiles, mais, si l'on attaque un autre point, les flexions que l'archet produit sur les bords du disque étant dyssimétriques, les lignes nodales qui se forment alors tendent à revenir à leur première position, et pour cela elles oscillent de part et d'autre de cette position, ou bien elles se mettent à tourner d'un mouvement continu, quand les excursions très grandes du disque leur donnent assez d'amplitude pour qu'elles puissent franchir leur lieu de repos.

Cloches.—Les cloches exécutent, en général, des vibrations perpendiculaires comme les plaques, et se partagent aussi en diverses parties séparées par des lignes nodales, dont la trace peut être extrêmement irrégulière. Pour prendre une idée de ces lignes nodales, il suffit de mettre de l'eau ou du mercure dans une cloche ou dans un grand verre à pied, et d'en ébranler le bord avec un archet; alors, on verra distinctement la surface liquide se partager, par exemple, comme dans les figures 113 et 114, où il y a 2 diamètres perpendiculaires dont les extrémités correspondent à 4 lignes nodales parfaitement marquées. On peut constater aussi que ces lignes nodales se déplacent comme dans les plaques circulaires.

Membranes. — Les membranes présentent des modes de vibration qui ne sont pas sans analogie avec ceux des plaques solides; on peut s'en assurer avec du papier ou du parchemin, ou, ce qui vaut mieux encore, avec de la baudruche très souple et très égale : seulement, il faut employer un moyen particulier pour tendre et pour ébranler ces espèces de plaques trop minces pour se soutenir d'elles-mêmes. M. Savart, qui a fait une étude particulière de ces phénomènes, fixe les membranes par leurs bords, en les collant sur des cadres en bois ou sur l'ouverture d'une cloche de verre; il les humecte plus ou moins pour leur donner des tensions plus ou moins grandes; ensuite, pour les ébranler, il en approche à quelque distance un timbre vibrant, ou un tuyau d'orgue dont le

son est plein et soutenu : dès que le son se fait entendre, la membrane vibre comme si elle était directement ébranlée ; les grains de sable qui la recouvrent sautillent sur sa surface et s'accumulent sur les points de repos pour y dessiner les lignes nodales. Les figures que l'on obtient sont extrêmement variées, elles dépendent de la tension de la membrane et de l'acuité du son qui la frappe.

M. Savart a essayé d'analyser la série des figures que peut donner une membrane ébranlée comme nous venons de le dire, et nous allons rapporter ici les observations qu'il a faites sur ce sujet intéressant (*Ann. de Phys. et de Chim.*, t. 32, page 386).

« Pour plus de simplicité, je supposerai toujours qu'on ait d'abord obtenu une figure composée de lignes nodales rectilignes qui se coupent rectangulairement, et j'examinerai par quel chemin cette figure peut passer à une autre, composée simplement de lignes parallèles.

» Par exemple, je suppose qu'on soit parvenu à produire le mode de division représenté par le n° 1 de la figure 115); si la tension de la membrane est constante et que le son devienne un peu plus aigu, il pourra arriver que les angles opposés au sommet en *aa'*, *bb'*, *cc'*, *dd'*, se désunissent comme dans le n° 2, qui prendra peu à peu l'aspect des n°s 3, 4 et 5, si le son monte toujours; et ensuite celui du n° 6, composé seulement de 4 lignes parallèles; mais ce moyen de passer du premier mode de division à celui du n° 6, par cette première espèce de séparation des angles, n'est pas le seul que puisse employer la membrane; les figures 116 et 117 présentent des exemples de transformations différentes par lesquelles elle peut encore parvenir au même but de 4 lignes parallèles. Il peut aussi arriver (*fig.* 118) que les angles opposés en *aa'*, *bb'*, *cc'*, *dd'*, soient ceux qui se divisent d'abord, et que la figure tracée par le sable prenne successivement l'aspect des n°s 2, 3, 4, 5 et 6; ou bien que cette division ait lieu comme dans le n° 2 des figures 119 et 120, ce qui produira

encore de nouvelles modifications dans les figures successives qui conduiront à 4 lignes parallèles. Enfin il pourra même se faire que les angles opposés ne se divisent pas comme dans le n° 2 de la figure 121, qui passe au n° 6, par de simples inflexions des lignes droites en sens contraire.

» Maintenant, 4 lignes parallèles peuvent passer à d'autres nombres de lignes parallèles ou dirigées rectangulairement : la figure 122 présente une transformation de ce mode de division à deux lignes nodales parallèles, et la figure 123 un passage du même mode de division à 4 lignes également parallèles, mais coupées rectangulairement par deux autres droites.

» En général, quand on part d'une figure composée de lignes qui se coupent rectangulairement, le caractère des modifications successives dépend de la manière dont les angles opposés au sommet se désunissent : c'est ce qu'on peut voir d'une manière fort nette dans les figures 124 et 125, qui sont des passages de 4 lignes parallèles. Au contraire, si l'on part des lignes parallèles, on peut dire en général que le caractère des modifications dépend des inflexions diverses que ces lignes peuvent affecter : c'est ainsi que, dans les mêmes figures 124 et 125, les n°s 5, considérés comme première modification des lignes droites, doivent produire des phénomènes tout différens, dépendant de ce que dans l'un les lignes se courbent d'abord en dehors, tandis que dans l'autre elles se courbent en dedans. Mais, de toutes les modifications auxquelles les lignes droites peuvent donner naissance, il n'en est point qui offrent des phénomènes plus singuliers que ceux qui résultent des inflexions alternatives que ces lignes peuvent d'abord prendre, selon qu'il se présente deux courbures dans un sens et une dans l'autre, ou trois dans un sens et deux dans l'autre, etc., etc. On en voit des exemples remarquables (*fig.* 126 et 127).

» Il résulte donc de ces observations, non seulement que les membranes carrées sont susceptibles de produire tous les

nombres possibles de vibrations, et que pour chacun de ces nombres elles se divisent d'une manière particulière, mais encore qu'un même nombre de vibrations peut être donné par plusieurs modes de division. Quant aux membranes dont les contours sont différens, circulaires, triangulaires, etc., elles présentent des phénomènes analogues, quoique plus compliqués. C'est ainsi, par exemple, que, dans une membrane circulaire (*fig.* 128), trois lignes diamétrales peuvent passer graduellement à trois lignes parallèles et ensuite à une seule diamétrale accompagnée d'une ligne circulaire; que cinq diamétrales peuvent passer à cinq lignes parallèles, et de là à d'autres modes de division, par exemple, à deux lignes circulaires divisées par une seule diamétrale.

» Les transformations successives des lignes nodales sont beaucoup plus difficiles à observer sur les lames rigides que sur les membranes, parce que, comme on ne peut produire des modes de division donnés qu'en rendant immobiles plusieurs points de la surface de ces corps, il arrive presque toujours que ces points appartiennent en même temps à un ou plusieurs autres systèmes de lignes nodales, de sorte qu'on tombe souvent d'un son très grave à un son très aigu, et réciproquement, sans pouvoir passer par les intermédiaires. »

Ces résultats remarquables ne peuvent pas être sans influence sur les phénomènes de l'audition, puisque la membrane du tympan est analogue à celles que M. Savart a soumises à l'expérience; j'ajouterai encore ici cette autre observation de M. Savart, que les membranes, produisant sans doute des sons harmoniques comme les plaques circulaires, par les vibrations de leurs parties centrales, il est très probable qu'en écoutant un instrument qui ne produit qu'un seul son, il nous arrive cependant d'entendre à la fois ce son solitaire et ses harmoniques, ceux-ci prenant naissance dans notre organe lui-même à cause de sa constitution.

339. *Effets de l'air sur la forme des lignes nodales.* — M. Faraday avait remarqué que les lignes nodales que l'on

obtient dans le vide n'ont pas toujours exactement la même apparence que celles que l'on obtient dans l'air, surtout lorsqu'on emploie la poudre de lycopode ; M. Savart a confirmé ces résultats par plusieurs expériences décisives, et en même temps il a assigné la véritable cause de cette différence. Il a constaté qu'une plaque quelconque d'une certaine largeur ne peut pas vibrer dans l'air, sans qu'il se forme, de part et d'autre des lignes nodales, de petits tourbillons très singuliers qui emportent les poussières légères et qui les déposent au point où ils se joignent et où leur vitesse tend à les presser sur la plaque. Par exemple, si l'on plonge dans l'eau l'extrémité d'une lame large qui vibre de manière qu'il y ait une ligne nodale dans le milieu de sa longueur, on voit distinctement, par les poussières flottantes au milieu de l'eau, un double tourbillon représenté dans la figure 129. Or, ce qui se produit dans l'eau se produit aussi dans l'air, et l'on comprend qu'au croisement des lignes nodales ces tourbillons contraires se modifiant l'un l'autre, il doit en résulter au moins en apparence tantôt des points, tantôt des lignes de repos supplémentaires, où la poussière légère se dépose, bien qu'en réalité il se produise des vibrations sous les dépôts trompeurs ; ce sont les points et les lignes supplémentaires qui disparaissent en effet dans le vide.

340. *Vibrations des corps qui n'ont pas la même élasticité dans tous les sens.* — M. Savart a publié sur ce sujet deux mémoires extrêmement intéressans (*Annal. de Chim. et de Phys.*, t. 40) dont nous ne pouvons donner ici qu'une analyse succincte.

M. Savart remarque d'abord que, si l'on fait vibrer une plaque elliptique homogène, de verre ou de métal (*fig.* 88), le système de deux lignes diamétrales perpendiculaires se place inévitablement suivant les directions du grand axe *a a* et du petit axe *b b'*, et que, si l'on veut à toute force déplacer ce système en ébranlant l'une des extrémités de ces axes, il se déplace en effet, mais non pas sans s'altérer, car il se

change en une espèce d'hyperbole $h\,h'$ et $y\,y'$ dont le premier axe est dirigé suivant le grand axe de l'ellipse ; alors le son est plus grave.

Il faut un plus grand effort pour plier l'ellipse suivant $a\,a'$ que suivant $b\,b'$; ainsi le premier axe de l'hyperbole est dirigé suivant la plus grande résistance à la flexion.

Une plaque circulaire de laiton présente des phénomènes analogues lorsqu'on a diminué son élasticité dans un sens par plusieurs traits de scie parallèles qui ont enlevé seulement une partie de son épaisseur. Dans cet état, le système des deux lignes diamétrales perpendiculaires ne peut plus tourner autour de son centre ; l'une des lignes qui le composent reste fixée dans la direction parallèle aux traits de scie, et l'autre perpendiculairement : mais, si l'on ébranle ces points, il se déforme et devient une hyperbole dont le premier axe est encore dirigé suivant la plus grande résistance à la flexion.

Pour étudier ensuite les phénomènes que présentent les plaques dont l'élasticité varie graduellement dans des sens perpendiculaires, ou dans des sens différens, M. Savart a taillé un grand nombre de plaques circulaires de bois ayant leurs faces parallèles plus ou moins inclinées soit au plan des fibres, soit aux fibres elles-mêmes. Supposons par exemple que $c\,c'$ (*fig.* 89) représente un cube de bois de hêtre, dont la surface p soit parallèle au plan des fibres, la face t perpendiculaire à leur tranche, et la face b perpendiculaire à leur bout. Si l'on a plusieurs cubes pareils, tirés de la même pièce de hêtre, tous sans défaut, et parfaitement homogènes entre eux, on en pourra tirer des plaques de même épaisseur et de même rayon, qu'il sera permis ensuite de comparer comme si elles sortaient du même cube : les unes seront coupées perpendiculairement à la face p, dans les directions $p\,m$, $p\,m'$, $p\,d$, et dans les directions intermédiaires ; les autres perpendiculairement à la face t, aussi dans les directions $t\,m$, $t\,m''$, $t\,d$, etc.; les autres enfin perpendi-

culairement à la face b, et aussi suivant les directions $b\,m'$, $b\,m''$, $b\,d$, etc. En faisant vibrer toutes ces lames, mais seulement pour obtenir le système des lignes nodales diamétrales perpendiculaires, ou le système des deux branches hyperboliques, M. Savart a trouvé des rapports remarquables entre les positions de ces systèmes et les directions des différens axes d'élasticité du bois de hêtre. Il a reconnu que les nombres de vibrations ne sont liés qu'indirectement avec les modes de division, car deux figures nodales semblables peuvent résulter de sons différens, et réciproquement un même son peut résulter de deux figures nodales différentes. Enfin, dans ces plaques hétérogènes, tous les modes de division sont doubles, c'est-à-dire que chaque mode de division, considéré en particulier, peut toujours, en subissant toutefois des altérations plus ou moins considérables, s'établir en 2 positions déterminées.

En faisant vibrer trois petites verges prismatiques à bases carrées, qui avaient été taillées dans des cubes pareils aux précédens et suivant les directions $d\,c'$, $d\,f$ et $d\,r$, M. Savart a déduit des sons donnés par ces verges le rapport des résistances que le bois de hêtre oppose à la flexion dans ces trois sens rectangulaires. Il trouve qu'en représentant par l'unité la résistance à la flexion suivant $d\,c'$, cette résistance est 2,25 suivant $d\,r$, et 16 suivant $d\,f$.

M. Savart a soumis le cristal de roche à des recherches analogues. On sait que cette substance se présente assez ordinairement dans la nature sous la forme d'un prisme hexaèdre terminé par deux pyramides (*fig.* 90); la ligne $s\,s$ qui joint les deux sommets de la pyramide est l'axe du cristal. Or, dans les plaques perpendiculaires à cet axe, le système des deux lignes nodales diamétrales perpendiculaires (*fig.* 91) pouvant, en général, tourner autour du centre, sans altération sensible, il en résulte que l'élasticité est à peu près la même suivant tous les rayons.

Les plaques taillées parallèlement à l'axe n'ont pas toutes

la même élasticité : celles qui passent par l'axe et par un des rayons de la coupe *a b c d e f* du prisme (*fig.* 92) donnent les lignes nodales perpendiculaires ou le système hyperbolique (*fig.* 93), tandis que celles qui passent par l'axe et par l'apothème *o p* de la section précédente ne peuvent offrir que deux systèmes hyperboliques à peu près semblables, mais correspondant néanmoins à des sons différens (*fig.* 29). Les axes de ces hyperboles semblent faire entre eux un angle de 51 ou 52°.

D'autres plaques taillées dans des directions différentes donnent encore des résultats différens, et M. Savart est porté à conclure de l'ensemble de ces expériences que le cristal de roche paraît avoir trois systèmes d'élasticité, chacun représenté par trois lignes. Il essaie même par des considérations ingénieuses de déduire leurs directions; mais nous ne pouvons entrer ici ni dans tous ces détails, ni dans la discussion qui devrait les accompagner.

340 bis. *Vibrations des corps dont aucune dimension n'est petite par rapport aux autres.*—Il résulte évidemment de tout ce qui précède que des masses solides quelconques peuvent entrer en vibration comme les verges, ou les lames, ou les membranes, et que pendant leurs mouvemens elles se partagent en diverses parties vibrantes, séparées les unes des autres par des *surfaces nodales* plus ou moins irrégulières. Ainsi, lorsqu'un bloc de bois, de pierre ou de fer, retentit sous le choc du marteau, on peut suivre par la pensée les pressions qui se communiquent de proche en proche dans toutes les directions, depuis la première molécule qui reçoit le coup jusqu'aux molécules qui en sont les plus éloignées, et cette diffusion du mouvement se fait comme dans une colonne d'air, c'est-à-dire par ondes condensées ou raréfiées; seulement, les ondes sont d'autant plus courtes que la matière est moins compressible. Mais, pour ébranler des masses un peu considérables et en faire sortir des sons purs et soutenus, on éprouve toujours de grandes diffi-

cultés, et c'est sans doute pour cette raison que l'on n'a fait jusqu'à présent que très peu d'expériences sur ce sujet. Les masses de différentes substances et de différentes formes offriraient cependant des modes de division et des traces de lignes nodales qui seraient, sans doute, le moyen le plus efficace d'étudier leur structure intérieure et tous les accidens de leur élasticité.

341. *Des vibrations des corps dans différens milieux.*— Les corps peuvent vibrer dans les différens fluides élastiques, et même dans les différens liquides, comme ils vibrent dans l'air ; mais on conçoit que l'inertie et la résistance du milieu ambiant doivent exercer une influence sur la rapidité des vibrations, et par conséquent sur leur nombre et sur le ton du son qui en résulte. Cette influence est d'autant plus grande que la masse fluide que le corps solide doit déplacer dans ses mouvemens est elle-même plus considérable. Ainsi les vibrations perpendiculaires à la surface de jonction d'un solide et d'un liquide seront beaucoup plus modifiées que les vibrations tangentes à cette surface. M. Savart a reconnu, par exemple, qu'un disque de verre, ébranlé par un petit tube fixé à son centre et perpendiculairement à sa surface, donne dans l'eau un son plus grave que dans l'air; les lignes nodales concentriques que l'on observe alors ne restent pas non plus les mêmes : dans l'eau elles s'éloignent du centre. Ce phénomène, qui est très marqué lorsqu'on passe de l'air dans l'eau, doit se produire encore, mais avec moins d'intensité, lorsqu'on fait vibrer le même corps successivement dans des fluides élastiques différens par leur nature ou seulement par leur densité.

Les différences sont bien moindres dans les vibrations tangentielles ; ainsi, une lame ou une verge qui vibre dans sa longueur rend sensiblement le même son, soit qu'elle se trouve plongée dans l'air, dans l'eau, ou même dans le mercure.

CHAPITRE IV.

Du mouvement de vibration des masses fluides.

342. *Divers moyens de faire vibrer les liquides.* — Quand deux corps solides choqués sous l'eau excitent un bruit qui retentit au loin, le liquide est ébranlé *directement* dans tous les points où il touche les surfaces des corps solides vibrans, et il est alors ébranlé comme le sont les gaz par les frémissemens d'une cloche. C'est encore par un choc direct que les vibrations normales des disques et les vibrations longitudinales des verges dont nous avons parlé précédemment peuvent ébranler l'eau, le mercure ou les autres liquides. Aussi l'on pourrait penser que le choc des solides est indispensable pour faire vibrer les liquides : mais le jeu de la sirène peut exciter dans l'eau, et sans doute aussi dans tous les liquides, des vibrations sonores qui ont une autre origine. On en fait l'expérience de la manière suivante : *v* est un vase large et profond (*fig.* 66) dans lequel on ajuste solidement une sirène en *s*; le tuyau porte-vent *t* est fermé par un robinet *r* et devient ici un tuyau porte-liquide, car il communique à un tube en plomb *p*, rempli d'eau, qui descend d'un réservoir élevé de 12 ou 15 pieds. L'appareil étant ajusté, on met de l'eau dans le vase *v* jusqu'au dessus du plateau mobile de la sirène, on ouvre le robinet *r*, et à l'instant l'eau jaillit, le plateau tourne et l'on entend un son très distinct. On pourrait penser que le son se communique par les montans de l'instrument qui s'élèvent encore au dessus du niveau : mais ces montans sont bientôt cachés eux-mêmes par l'eau qui arrive, et, quand tout l'appareil est enfoncé sous l'eau de plusieurs pouces, le son se fait encore entendre, et il paraît même plus pur et mieux soutenu.

Le liquide poussé d'abord dans les ouvertures de la table et du plateau, puis arrêté, puis poussé et arrêté de nouveau, et ainsi de suite par de rapides alternatives, éprouve précisément ce que les gaz éprouvent dans les mêmes circonstances.

Il y a sans doute encore d'autres moyens d'exciter dans les liquides des vibrations sonores sans la percussion des solides : on sait, par exemple, qu'un courant d'étincelles électriques produit un bruit net et soutenu, au milieu d'une masse liquide; et probablement, si l'on ajustait un appareil pour enflammer au milieu de l'eau, par l'électricité, de petites bulles du mélange détonant d'hydrogène et d'oxigène, qui se succéderaient rapidement, l'on produirait ainsi des bruits très intenses, sans employer d'autres solides que les bouts de fil mince qui apporteraient le fluide électrique ; encore pourrait-on les remplacer par de petites colonnes de mercure contenues dans des tubes de matière très peu élastique.

343. *Divers moyens d'exciter les vibrations sonores dans les gaz.*— Nous avons déjà vu comment des vibrations peuvent être excitées dans l'air par l'explosion d'une poudre fulminante, par la percussion d'une masse élastique, comme un timbre, une cloche ou un tamtam, et par les oscillations rapides des cordes, des verges ou des plaques. Nous avons aussi indiqué comment la lame mince d'air qui vient se briser contre le biseau du tuyau d'orgue détermine une oscillation dans toute la colonne d'air adjacente : le changement de pression qui survient en un point de cette colonne élastique se communique rapidement dans toute son étendue, tous les ressorts moléculaires réagissent les uns sur les autres, et la colonne vibre dans son ensemble par la même raison qu'un cylindre solide vibre dans toute sa masse quand il est ébranlé dans un point quelconque.

C'est encore le même phénomène qui se produit dans la flûte et dans la toupie d'Allemagne, avec cette seule différence que dans le premier cas l'air est poussé contre le bord

de l'ouverture, tandis que dans le second cas c'est l'ouverture elle-même qui est poussée contre l'air par la rotation de l'instrument.

Dans les appeaux ou les réclames dont se servent les chasseurs pour imiter le cri des oiseaux (*figures* 61 et 62), le phénomène paraît un peu plus compliqué. Les vibrations sont encore produites par le courant d'air, mais ici le courant entraîne dans son mouvement une partie du fluide qui est contenu dans la cavité de l'appareil, et le fluide ainsi raréfié n'étant plus capable de soutenir la pression atmosphérique, l'air extérieur rentre, et rentre en excès; alors, nouvelle raréfaction produite par l'entraînement du courant, et nouvelle rentrée déterminée par la pression extérieure, etc. Ainsi toute la masse d'air de la cavité, alternativement raréfiée et comprimée, accomplit des oscillations qui se communiquent au dehors.

C'est par un jeu semblable que M. Savart explique les sons aigus et variés que l'on peut produire en sifflant avec la bouche. Les lèvres avancées et un peu pressées forment en quelque sorte la calotte du réclame (*fig.* 61), et les vibrations sont produites parce que l'air est alternativement raréfié par le courant et comprimé par la pression extérieure. Une preuve que les phénomènes se passent ainsi, c'est que l'on peut imiter les sons du sifflet en soufflant simplement dans un tube de verre fermé en partie vers une de ses extrémités par un disque de liége au centre duquel on laisse une ouverture circulaire (*fig.* 63).

La lampe à gaz hydrogène, que l'on appelle aussi *lampe philosophique*, détermine encore dans l'air un autre mode d'ébranlement. Cet appareil fut imaginé en Allemagne et ensuite étudié par Brugnatelli et Pictet; mais c'est, je crois, M. de la Rive, de Genève, qui a le premier analysé les phénomènes qu'il présente (*Journ. de Physiq.*, t. 56, pag. 165). L'hydrogène étant allumé à l'extrémité du tube effilé de verre *t* (*fig.* 57), on approche un autre tube long et large

a b dans la position marquée par la figure, et l'on entend un son très intense. La vapeur d'eau formée par la combustion se condense rapidement, et détermine ainsi, à quelque distance de la flamme, une raréfication ou une espèce de vide dans lequel l'air environnant se précipite, et, le même phénomène se répétant avec une excessive rapidité, on conçoit qu'il en doive résulter un son dont l'intensité et la gravité dépendent du volume de la flamme et des dimensions du tuyau qui l'enveloppe.

Enfin, l'on peut dans une masse d'air déterminée exciter des sons *par communication*, c'est-à-dire par le moyen d'un autre son qui est produit à quelque distance. Tout le monde sait que certains sons de la voix se renflent et prennent beaucoup d'intensité lorsqu'on les forme devant un vase ouvert ayant une grandeur convenable : alors l'air du vase vibre, et vibre à l'unisson avec la voix à laquelle il donne tant de force et d'éclat ; et, comme une même masse d'air prend plusieurs modes de vibration, il suffira, pour la faire vibrer par communication, de produire à une petite distance l'un des sons qu'elle peut rendre. Mais, pour donner à ce phénomène plus de régularité, M. Savart a imaginé d'ajuster ensemble deux tuyaux d'un grand diamètre qui glissent l'un sur l'autre comme des tuyaux de lunette : ils peuvent être tout à fait ouverts aux deux bouts, ou bien l'un ouvert et l'autre fermé. Par ce moyen on peut faire varier à volonté la colonne résonnante, et par conséquent la rendre propre à renforcer le son que l'on produit à son extrémité ouverte avec un timbre, une cloche, ou seulement une lame vibrante. Les sons résultans ont une force et une rondeur qui étonnent toujours quand on les entend pour la première fois. L'appareil de M. Savart est représenté (*fig.* 95), le grand timbre *t* est ébranlé avec un archet.

344. *Des modifications que peut recevoir le son d'un tuyau par la direction du vent, la grandeur de l'embouchure et sa position.* — Il résulte des expériences de M. Savart

que la direction du vent n'a aucune influence sur les sons que peuvent rendre les tuyaux prismatiques de différentes formes ou même les cavités sphériques. Dans un tuyau prismatique à base carrée, par exemple, l'embouchure ayant les mêmes dimensions, le son produit sera le même, soit que l'on prenne pour biseau l'extrémité de l'une des parois latérales ou l'un des bords de la base, et toutes les directions intermédiaires du vent donneront encore le même son.

La grandeur et la position de l'embouchure ont au contraire une grande influence. Nous avons déjà remarqué qu'en augmentant la *largeur de l'embouchure*, c'est-à-dire la distance des deux lèvres, on donne au tuyau une tendance à produire le son fondamental, et qu'en la diminuant on est presque sûr de le faire octavier ; mais la *longueur de l'embouchure* exerce une autre influence. Si l'on prend, par exemple, un tuyau prismatique carré, dont l'embouchure soit dans toute la longueur du côté de la base, on verra que le son devient *plus grave* quand l'embouchure devient *plus courte*, et qu'il peut aussi descendre d'une sixte ou même d'une septième, surtout si le tuyau est à peu près cubique. C'est sans doute pour obtenir un effet analogue que les facteurs d'orgues mettent aux deux coins de la bouche des tuyaux de petites lames de plomb, qu'ils serrent ou qu'ils écartent pour obtenir l'accord. Ces lames sont *les oreilles*, parce qu'elles sont là, disent-ils, pour écouter si le tuyau est au ton.

345. *De l'influence des dimensions sur les vibrations des tuyaux.* — Nous avons vu que c'est la longueur seule des tuyaux ouverts ou fermés qui détermine le son qu'ils doivent rendre, pourvu que cette longueur soit très grande par rapport à la largeur. Mais, quand cette condition n'est pas remplie, la loi des vibrations est beaucoup plus compliquée. Voici les principaux résultats auxquels M. Savart a été conduit dans les recherches étendues qu'il a faites sur ce sujet.

1° Des tuyaux prismatiques rectangulaires, ayant tous

une embouchure de même longueur que l'un des côtés de leur base, *produisent le même son* quand les sections perpendiculaires à la ligne de l'embouchure ont la même surface, et quand en même temps les largeurs de ces sections sont au moins un sixième de leurs hauteurs.

2° Quand cette dernière condition est seule remplie, les nombres de vibrations paraissent être entre eux comme les racines carrées des sections.

3° Les nombres de vibrations des tuyaux semblables et semblablement embouchés sont entre eux comme les dimensions homologues de ces tuyaux.

Cette loi s'étend même aux cavités sphériques dont les embouchures sont placées sur de grands cercles et y occupent le même nombre de degrés.

346. *Les parois qui enveloppent une masse d'air ont une influence sur ses vibrations.* — L'on sait depuis long-temps, par des expériences souvent répétées, que le son du cor et de la trompette dépend de la matière de l'instrument et du degré d'écrouissage qu'elle a reçu. Un cor, par exemple, qui serait recuit au feu, sans être altéré dans sa forme, ne rendrait plus que des sons étouffés. Les facteurs d'orgues connaissent aussi cette influence de la matière des tuyaux sur les qualités des sons, et ils assurent que, pour faire un mauvais instrument, il suffirait d'altérer très peu la nature de l'étain qu'ils emploient dans les jeux de métal, ou la nature du bois dans les jeux de bois. Ces observations sont pleinement confirmées par les nombreuses expériences que M. Savart a faites avec des tuyaux de parchemin plus ou moins tendu ou de papier plus ou moins humide. M. Savart a constaté : 1° que dans un tuyau prismatique carré, ayant un pied de hauteur et neuf lignes de côté, le son peut baisser de plus d'une octave quand on humecte de plus en plus le papier qui forme les parois; ce papier est collé sur les arêtes solides du prisme comme sur une espèce de cadre; 2° que le son peut par ce moyen s'abaisser d'autant plus que les

tuyaux sont plus courts : ainsi, il s'abaisse facilement de plus de deux octaves dans les tuyaux cubiques; 3° qu'il suffit même de faire en papier ou en parchemin une partie seulement de la paroi d'un tuyau pour en faire sensiblement baisser le ton. Nous nous contentons d'énoncer ici ces résultats, car il est facile de voir comment on peut les reproduire par l'expérience.

347. *De la réflexion du son et des échos.* — Lorsque les ondes sonores passent d'un milieu dans un autre, elles éprouvent toujours une réflexion partielle, et lorsqu'elles rencontrent un obstacle fixe, elles éprouvent alors une réflexion totale.

Que la réflexion soit partielle ou totale, elle s'accomplit toujours dans une direction telle que l'angle de réflexion soit égal à l'angle d'incidence. Ces lois générales ne peuvent être démontrées que par le principe de la mécanique, et nous devons seulement essayer ici de les faire comprendre. Si *ss'* (*fig.* 64) représente la surface de séparation de deux milieux comme l'air et l'eau, et qu'une ondulation sonore vienne, par exemple, tomber sur l'eau dans la direction *di*, en faisant avec la perpendiculaire *ip* un angle *dip*, une partie du mouvement qui la constitue se communiquera à la masse d'eau, et l'autre partie se communiquera à l'air dans la direction *ir*, de manière que l'angle d'incidence *dip* soit égal à l'angle de réflexion *pir*. Ce phénomène se produirait encore suivant la même loi, si la surface *ss'* était la surface de jonction de deux gaz differens, ou deux portions d'un même gaz ayant des densités différentes, ou si elle était un plan solide de bois, de pierre ou de métal : seulement, dans ce dernier cas, le son réfléchi suivant *rid* aurait beaucoup plus d'intensité. Ainsi, un observateur qui serait placé quelque part sur cette ligne *ri* entendrait le son comme s'il était produit en *i* ou sur le prolongement de *ri*.

C'est sur ce principe général que repose l'*explication des échos*.

Quand un *écho* renvoie le son au point de départ, il est évident que les ondes sonores vont tomber perpendiculairement sur la surface réfléchissante, qui doit être en conséquence un plan ou une surface sphérique dont le centre est le point de départ lui-même. Dans ces circonstances un écho peut répéter un nombre de syllabes plus ou moins grand suivant des conditions faciles à déterminer. On sait, par exemple, qu'en articulant très vite on peut prononcer assez nettement 8 syllabes en 2″ ; or, en 2″ le son parcourt deux fois 340 mètres; par conséquent, si un écho se trouve à 340 mètres seulement, il renverra successivement dans leur ordre toutes les syllabes, et la première reviendra à l'observateur après 2″, c'est à dire à l'instant où la dernière sera prononcée. A cette distance, un écho pourra donc répéter 7 ou 8 syllabes; on en cite qui répètent jusqu'à 14 ou 15 syllabes.

Il n'est nullement nécessaire que la surface réfléchissante soit dure et polie; car on observe souvent à la mer que les nuages forment écho, et l'on observe surtout que les voiles d'un bâtiment éloigné, lorsqu'elles sont bien tendues, forment des échos assez parfaits.

Les ondes sonores doivent aussi être réfléchies dans une atmosphère sans nuages, quand le soleil dans toute sa force répand une vive chaleur à la surface de la terre, car les divers points d'une plaine ou d'une colline ne peuvent être également échauffés; l'évaporation, les ombres et d'autres causes encore s'y opposent. Cette inégalité de température détermine une foule de courans chauds ascendans et de courans froids descendans dont la densité n'est pas la même. Ainsi l'onde sonore se réfléchit en partie à chaque passage d'un courant dans l'autre, et, si le son réfléchi n'est pas assez fort pour former écho, il atténue cependant le son direct d'une manière très sensible. C'est sans doute pour cette raison, comme l'a fait remarquer M. de Humboldt, que le son se propage toujours à de plus grandes distances la nuit

que le jour, même au milieu des fôrets de l'Amérique, où les animaux, silencieux pendant le jour, troublent et agitent l'atmosphère de mille bruits confus pendant la nuit.

L'explication des *échos multiples*, c'est-à-dire qui répètent plusieurs fois la même syllabe, repose encore sur les mêmes principes. Car un son réfléchi ayant la propriété de se réfléchir de nouveau, il est évident que deux surfaces réfléchissantes pourront se renvoyer le son comme deux miroirs opposés se renvoient la lumière. Aussi c'est entre des tours, ou entre des murs parallèles et éloignés, que les échos multiples se font entendre. On citait autrefois un écho situé près de Verdun qui répétait 12 ou 13 fois le même mot; il était formé par deux tours voisines.

Enfin, il y a des *échos* qui font à peu près l'office de *porte-voix*. On les observe sous des voûtes plus ou moins hautes. Supposons que la section d'une voûte par un certain plan donne une ellipse *aba'* (*fig.* 65), dont les foyers soient en *f* et *f'*; un son formé en *f'* ira par sa réflexion sur toute la courbe *aba'* se concentrer en *f'*, car on sait que dans l'ellipse tous les rayons menés des points *f* et *f'* au même point de la courbe font des angles égaux avec cette courbe ou avec la tangente en ce point ou avec la normale. Ainsi, les ondes sonores qui vont suivant *fi*, *fi'*, etc., se réfléchissent suivant *if'*, *i'f'*, etc. Par conséquent, deux personnes qui seraient placées l'une en *f* et l'autre en *f'* pourraient s'entendre à la distance de 50 ou même de 100 pieds en parlant à voix très basse, sans qu'aucun mot pût être saisi par des auditeurs intermédiaires. Il y a au Conservatoire des Arts et Métiers une grande salle carrée qui présente ce phénomène.

La figure 96 représente un appareil de M. Weber qui est bien propre à montrer aux yeux l'effet de la réflexion des ondes, c'est un vase elliptique qui contient du mercure, les ondes produites par un petit filet de mercure qui tombe à l'un des foyers, se propagent et se réfléchissent à l'autre foyer.

348. *Des surfaces nodales que l'on observe dans les grandes masses d'air qui sont en vibration.* — Lorsqu'on produit un son très intense et soutenu dans une galerie ou seulement dans une chambre ordinaire, on observe que le même son n'a pas la même intensité dans toute l'étendue de l'enceinte : dans certains points il est fort et assourdissant, dans d'autres il est très faible; ces derniers points sont comme des nœuds de vibration où l'air n'éprouve que de très petits déplacemens. M. Savart a essayé de suivre la trace de ces lignes ou surfaces nodales, et nous indiquerons seulement le procédé dont il s'est servi, car il n'y a sur ce sujet aucun résultat simple et général.

Le son est produit avec un timbre et un tuyau renforçant, et on l'écoute aux différens points de l'enceinte avec une espèce d'oreille artificielle, qui se compose d'un cône évasé, d'un tube conique et d'une membrane.

cc' (*fig.* 60) représente le cône, *tt'* le tuyau, et *mm'* la membrane; celle-ci doit être posée sur les bords du tube recourbé et ajustée pour recevoir divers degrés de tension. On place l'axe du cône dans la direction suivant laquelle on veut écouter, et l'on juge de l'intensité du son par les vibrations de la membrane, c'est-à-dire par les mouvemens du sable dont on la recouvre à l'instant de l'expérience.

La grandeur de l'enceinte, sa forme et tous les accidens que présentent ses parois, sont autant de causes qui font varier les formes et les positions des surfaces nodales pour une même position du timbre. Quant à la cause elle-même qui détermine la formation des nœuds, c'est sans aucun doute la rencontre des ondes directes et des ondes réfléchies, mais jusqu'à présent il n'y a pas sur ce sujet des observations assez nombreuses et assez exactes pour que l'on puisse essayer d'en présenter une théorie.

CHAPITRE V.

Des vibrations de quelques instrumens de musique.

349. *Communication des vibrations sonores entre les solides et des fluides.*— Les liquides et les gaz ne reçoivent, en général, leur mouvement de vibration que par le choc direct des corps solides, ou au moins par l'intermédiaire de ces corps comme dans la sirène et les tuyaux ; mais, dès qu'ils ont reçu ce mouvement, ils peuvent à leur tour le transmettre à tous les corps solides qu'ils rencontrent. C'est ainsi, par exemple, que l'on voit une corde d'instrument se mettre en vibration dès qu'elle *entend* le son qu'elle peut rendre ou l'un de ses harmoniques, et que des carreaux de vitres s'ébranlent et vibrent fortement sous l'influence de certains sons de la voix, comme sous l'influence du bruit du canon. Ce phénomène, qui se présente d'une manière frappante sur tous les corps solides très mobiles, se produit pareillement dans les corps plus inertes et moins élastiques, et il n'y a peut-être pas une cathédrale dont la grosse cloche ne fasse vibrer d'une manière sensible certains piliers ou certains massifs considérables. Il est permis de conclure ici de ce que l'on observe à ce que l'on n'observe pas, et puisqu'une masse solide quelconque peut entrer en vibration sous le choc du marteau et produire un son déterminé, on peut conclure qu'elle entrera en vibration plus ou moins marquée lorsque ce son, en traversant l'eau ou l'air, viendra la frapper. On peut conclure qu'en général elle entrera en vibration pour tous les sons possibles, car en général il n'y a pas de son qu'elle ne puisse rendre, soit comme son fondamental, soit comme harmonique, si elle était convenablement ébranlée ; et par conséquent il n'y a pas de son qui, en la frappant, ne

détermine en elle un certain mode de vibration. Si l'on conservait quelque doute sur cette conclusion générale, il suffirait de remarquer que le son produit dans un fluide est transmis avec plus ou moins de facilité par une masse solide quelconque, et que certainement il ne peut être transmis par elle sans l'avoir forcée à vibrer à l'unisson avec lui. Mais il serait curieux de savoir comment le mouvement se détermine suivant les diverses obliquités des surfaces par rapport à la direction de l'onde. Il n'y a sur ce sujet qu'un très petit nombre d'expériences : M. Savart a constaté, par exemple, qu'une membrane tendue sur un cadre ne vibre pas de la même manière quand on lui présente une plaque sonore, perpendiculairement ou parallèlement. Dans le premier cas ses vibrations sont tangentielles, et dans le second elles sont normales comme celles de la plaque.

Il est probable que les liquides sont plus efficaces que les gaz pour déterminer ainsi des vibrations dans les solides, et sans doute en disposant sous l'eau des corps de différentes formes l'on pourrait, avec le sable, reconnaître des vibrations que le même moyen ne rendrait pas sensibles dans l'air.

350. *Communication des vibrations dans les corps solides contigus.*—Puisque les vibrations se transmettent des fluides aux solides, elles doivent à plus forte raison se transmettre dans toute l'étendue d'un système solide dont les diverses parties sont juxta-posées et tellement contiguës qu'elles ne laissent entre elles aucune solution de continuité. Un pareil système ne forme plus qu'un tout, qui, dès qu'un point est ébranlé, se partage comme un seul corps, en parties vibrantes séparées par des lignes nodales; chacune des pièces perd en quelque sorte son individualité, sa liaison avec les pièces voisines l'empêche de vibrer comme elle ferait si elle était seule ; à peu près comme une portion de plaque prend des modes de vibrations différens, si elle est détachée et ébranlée à part ou si elle reste unie à la plaque entière.

M. Savart a fait un grand nombre d'expériences sur ce

sujet, il a varié les appareils de mille manières pour montrer le fait général de la communication du mouvement dans toutes les parties d'un système composé de lames, de plaques, de cloches, de cordes, etc. Parmi les résultats que nous pourrions puiser dans son mémoire sur ce sujet (*Annal. de Phys. et de Chim.*, t. 25), nous choisirons de préférence l'exemple suivant, qui a l'avantage de montrer l'influence de la direction du mouvement sur la formation des lignes nodales. Une lame de bois *a* (*fig.* 83) est fixée par une de ses extrémités et tirée à l'autre extrémité par une corde *b* qui se tend plus ou moins au moyen de la clef *c*; lorsque la corde est ébranlée avec l'archet, elle rend un son facile à apprécier, et aussitôt la lame *a* entre aussi en vibration. Pour le même son, les lignes nodales qu'elle présente sur ses faces supérieures et inférieures sont dépendantes de l'obliquité de l'archet ou du plan dans lequel vibre la lame, comme on le voit par les figures 84, 85, 86 et 87, où *a* est la section de la lame, *h* la direction de l'archet, et *s* et *s'* les lignes nodales correspondantes à cette direction, sur les faces supérieures et inférieures de la lame. Ainsi, non seulement les vibrations se communiquent, mais le sens dans lequel elles s'exécutent dépend du sens dans lequel est tirée la première molécule qui reçoit l'action de la corde.

L'appareil de la figure 82 est destiné à montrer aussi des communications de mouvement et les vibrations longitudinales que la corde *c* reçoit de la petite tige *t*, que l'on ébranle avec un archet.

351. *Des instrumens à anches.* — Une anche est, en général, une lame vibrante, mise en mouvement par un courant d'air. Supposons, par exemple, que dans une plaque de zinc ou de cuivre *p* (*fig.* 56), de 2 ou 3 millimètres d'épaisseur, on fasse une ouverture rectangulaire *abcd*, longue de 3 centimètres et large de 7 ou 8 millimètres seulement, et que l'on soude, près de l'un de ses petits côtés, une lame de cuivre *l*, très mince et très élastique, qui puisse vibrer

dans cette ouverture en rasant les bords *ab*, *bc* et *cd*. On aura ainsi la plus simple des anches, et pour la mettre en mouvement il suffira d'appuyer la plaque *p* longitudinalement contre les lèvres, et de souffler en dirigeant le vent vers l'extrémité libre de la lame *l*. L'air la met en vibration, et l'ouverture *abcd* étant ainsi alternativement ouverte et fermée, l'air passe et s'arrête par intermittences; de là des ondulations sonores dont la longueur dépend du nombre des vibrations que la lame vibrante peut exécuter à raison de ses dimensions et de son élasticité. Le son est le même que si la lame vibrait par écartement mécanique, mais il est incomparablement plus intense. En disposant sur la même plaque plusieurs lames qui donnent les sons de la gamme, on peut faire une espèce d'instrument propre à jouer des airs.

L'anche dont on se sert dans les jeux d'orgues repose sur le même principe, mais elle est autrement ajustée. On y distingue deux tuyaux mis à bout, *t* et *t'* (*fig.* 54), un bouchon *b* qui les sépare, et l'anche *a*, proprement dite, qui traverse ce bouchon. L'anche elle-même est représentée en détail dans la figure 55; elle se compose de trois pièces essentielles, *la rigole r, la languette l et la rasette z.*

La rigole est un tube de métal prismatique ou demi-cylindrique, fermé au bout inférieur, ouvert au bout supérieur, et percé latéralement d'une fenêtre qui établit la communication entre les deux tuyaux de part et d'autre du bouchon.

La languette est la lame vibrante; dans sa position naturelle elle ferme la fenêtre ou à peu près, c'est-à-dire qu'elle en rase les parois par ses trois bords libres pendant qu'elle accomplit ses battemens; son quatrième bord est solidement fixé sur la paroi du tube, soit avec des vis, soit au moyen d'une soudure.

La rasette est un fil de métal très ferme, doublement recourbé à sa partie inférieure par laquelle il appuie fortement sur toute la largeur de la languette, comme on le voit dans

la figure 55. Elle glisse à frottement dans le bouchon; elle sert, comme on voit, à changer la longueur vibrante de la languette, car, au dessus de la rasette, rien ne peut vibrer.

Le vent du soufflet entre par le pied du tuyau *t*, presse la languette pour s'ouvrir un passage, traverse la rigole et sort par le tuyau *t'*. La languette ainsi écartée pour un instant est bientôt rappelée par son élasticité, et accomplit sous ces deux forces contraires des vibrations qui se répètent aussi long-temps que dure le courant d'air. La figure 54 représente un tuyau à anche qui est vitré vis-à-vis la languette pour que l'on puisse en observer le jeu. Le nombre des vibrations dépend surtout des dimensions de la languette et de sa rigidité; il est en général peu différent de ce qu'il serait si cette lame vibrait à vide par un écartement mécanique. Mais l'ajustement des tuyaux donne au son un timbre et une intensité remarquables; ces deux qualités sont ici très intimement liées : cependant l'intensité dépend surtout de la vitesse du courant, et le timbre de la forme des tuyaux. L'on conçoit en effet qu'un courant plus rapide détermine dans la languette des oscillations dont l'amplitude est plus grande, leur durée restant la même; ainsi, l'intensité du son croît avec la vitesse du courant, à moins que cette vitesse ne soit assez grande pour fléchir la languette et y déterminer un nœud de vibration. L'on conçoit ensuite que la languette, les tuyaux et les masses d'air qu'ils contiennent, forment un système vibrant dont toutes les parties donnent au son un timbre particulier. Une condition fondamentale pour que l'anche *parle bien* et rende un son plein et agréable, c'est que les masses d'air des tuyaux soient telles par leur forme et leur étendue qu'elles se mettent facilement à l'unisson avec la languette ; mais cette condition peut être remplie pour chacun d'eux d'une infinité de manières, et l'on a fait de nombreux essais pour produire par ce moyen des sons articulés imitant la voix humaine : on a donné au tuyau inférieur des formes anguleuses, rentrantes, ou diversement contournées; on a

fait le tuyau supérieur conique, évasé, renflé en son milieu; on y a tendu des membranes, et disposé des feuilles ou des lames de différentes substances; il n'y a pas une de ces modifications qui ne donne au son un timbre particulier, et l'on peut ajouter que plusieurs combinaisons de cette sorte, imaginées par M. Grénié, n'ont pas été sans succès pour faire sortir des tuyaux d'anches certains sons plus ou moins analogues aux sons des voyelles articulées par la voix humaine.

Dans les jeux d'orgues, il y a des anches d'une autre sorte qui sont appelées *anches canardes*, à cause du timbre particulier de leurs sons; elles diffèrent des précédentes en ce que la languette vient par ses bords frapper sur les bords de la rigole, figures 51, 52 et 53.

Les embouchures de basson, de hautbois et de clarinette, ne sont autre chose que des anches diversement ajustées: dans ces instrumens, c'est la pression des lèvres qui tient lieu de rasette.

352. *Des instrumens à cordes.* — Tous les instrumens à cordes ont une caisse sonore, et tout le monde sait que la qualité du son dépend de la construction de la caisse. La corde, la caisse et l'air qu'elle contient, forment encore un système vibrant dont chaque partie imprime au son un timbre particulier. C'est la corde qui donne le ton, c'est-à-dire que, dans le reste de l'instrument, toutes les pièces doivent se mettre à l'unisson avec elle, et pour cela se partager convenablement par des lignes nodales.

Il est clair, en effet, que la liaison de la corde avec tout le système ne peut pas modifier le son qu'elle doit rendre d'après sa longueur et sa tension, car les points par lesquels elle touche les chevalets sont inévitablement des nœuds, et ces nœuds une fois déterminés, le son en est une conséquence nécessaire. Il faut donc que la caisse soit d'une telle substance et d'une telle forme qu'elle puisse instantanément prendre l'unisson de toutes les cordes dans tous leurs tons,

et il faut en outre qu'elle puisse instantanément aussi imprimer ses vibrations à la masse d'air qu'elle contient, et par conséquent que cette masse d'air soit apte à les recevoir. Ces conditions multipliées font assez voir combien il est difficile de faire un bon instrument à cordes, et, par exemple, un bon violon; car, en supposant que la matière de la caisse vibre parfaitement bien, il pourra se faire que par sa forme la masse d'air qu'elle enveloppe reçoive mal ses vibrations, et l'instrument sera mauvais : un peu plus d'élasticité ou de rigidité dans le bois de la table supérieure exigera sans doute une autre forme dans la caisse, et c'est pour cela que deux violons également parfaits ont cependant des formes sensiblement différentes, et que deux violons de même forme peuvent être l'un très bon et l'autre fort médiocre.

Il suffit quelquefois d'un changement léger dans les pièces mobiles pour rendre un violon un peu meilleur ou un peu plus mauvais; car les vibrations passent de la corde à la table supérieure par le *chevalet*, et de la table supérieure à la table inférieure au moyen de l'*ame*. La position absolue de ces pièces et leur position relative ne peut donc manquer d'avoir quelque influence sur la facilité avec laquelle le son passe de la corde à la caisse et de la caisse à la masse d'air. M. Savart a fait des expériences variées et intéressantes pour montrer aux yeux par le mouvement du sable la transmission des vibrations dans les diverses pièces du violon, et il est parvenu ainsi à indiquer les fonctions principales que chacune d'elles doit remplir. Cependant la pièce la plus simple doit satisfaire à tant de conditions différentes qu'il est à peu près impossible d'en faire une analyse exacte, et sans doute, si on voulait la changer pour mieux l'approprier à tel ou tel but, il est très probable qu'elle deviendrait moins apte pour tel ou tel autre, et que l'on perdrait d'un côté au moins autant que l'on gagnerait de l'autre.

CHAPITRE VI.

De la vitesse du son dans les différens milieux.

353. *Vitesse du son dans les fluides élastiques.* — Newton avait donné une expression de la vitesse du son dans l'air (voy. les dernières propositions du second livre des *Principes mathématiques de la philosophie naturelle*). Cette expression conduisait à un résultat trop petit : elle donnait une vitesse qui n'était que les $\frac{5}{6}$ environ de la vitesse donnée par l'expérience. Newton avait lui-même essayé d'expliquer cette différence, mais il était réservé à M. de la Place d'en trouver la véritable cause. Le mouvement qui constitue le son ne peut pas se propager dans un milieu quelconque sans comprimer les molécules auxquelles il se communique, et comme, en général, toute compression est accompagnée d'un dégagement de chaleur, M. de la Place suppose que c'est cette chaleur dégagée qui modifie la loi de l'élasticité et qui accélère la propagation du son. Si l'onde condensée produit de la chaleur, l'onde raréfiée produit essentiellement du froid, et l'on pourrait croire que ces deux effets contraires se compensent exactement; ils se compensent en effet pour ce qui regarde la température, car le son qui passe dans l'air n'affecte nullement le thermomètre le plus sensible; mais cette compensation définitive dans la température n'empêche pas qu'il n'y ait successivement, entre deux molécules voisines, dégagement de chaleur et de froid, et n'empêche pas, par conséquent, que la loi de leur élasticité ne diffère de la loi de Mariotte.

Après avoir assigné cette cause, M. de la Place l'a transformée en calcul, et il a été conduit à la formule suivante,

pour la vitesse de la propagation du son dans les gaz et les vapeurs :

$$v=\sqrt{\frac{gh}{d}.k}$$

v, vitesse de propagation en 1″, évaluée en mètres;

g, gravité exprimée en mètres ou $9^m,8088$;

h, hauteur de la colonne de mercure, évaluée en mètres et réduite à zéro, qui exprime la pression du gaz;

d, densité du gaz, celle du mercure à o étant prise pour unité;

k, rapport des deux chaleurs spécifiques du gaz; c'est le quotient de sa capacité à pression constante par sa capacité à volume constant.

Pour appliquer cette formule à l'air soumis à une pression et à une température quelconque t, il suffit de remarquer qu'à la température o et sous la pression de $0^m,76$, la densité de l'air par rapport au mercure est 10466,82, et qu'ainsi, à la température t et sous la pression h, on a :

$$d=\frac{h}{0,76.\ 10466,82\ (1+at)}$$

et par conséquent

$$v=\sqrt{9,8088.\ 0,76.\ 10466,82\ (1+at).\ k.}$$

et, comme pour l'air $k=1,3748$, il en résulte

$$v=327,52\sqrt{1+at}$$

pour la vitesse du son dans l'air à la température t.

a est le coefficient de la dilatation des gaz ou 0,00375.

On voit que cette vitesse est tout-à-fait indépendante de la pression, et dépendante seulement de la température.

La formule précédente donnera sans doute avec la même exactitude la vitesse du son dans tous les fluides élastiques

lorsqu'on connaîtra pour chacun d'eux le rapport k des deux chaleurs spécifiques; ou réciproquement, la vitesse de la propagation du son dans un gaz quelconque étant déterminée, on en pourra déduire la valeur de k; et il se présente un procédé assez simple pour chercher la vitesse du son dans un gaz : il consiste à faire vibrer un tuyau, de longueur connue, rempli de ce gaz, et à noter le son résultant. Ces expériences n'ont pas moins d'intérêt pour la théorie de la chaleur que pour celle de l'acoustique; et l'on voit à quel degré de perfection ces théories ont été portées par M. de la Place, puisqu'il suffit maintenant qu'un expérimentateur écoute le son produit par un tuyau vibrant de grandeur connue pour en pouvoir déduire la vitesse de la propagation du son dans le gaz qui remplit le tuyau, et même le rapport des deux chaleurs spécifiques de ce gaz. (Dulong. *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. 41, p. 113.)

354. *Vitesse du son dans les liquides.*—M. de la Place a aussi donné la formule suivante pour calculer la vitesse du son dans les liquides (*Ann. de Phys. et de Chim.*, t. 3, pag. 164 et 238 :

$$v = \sqrt{\frac{g}{\lambda}}$$

v, vitesse du son dans le liquide, exprimée en mètres;

g, gravité, exprimée en mètres ou $9^{m},8088$;

λ, raccourcissement qu'éprouve une colonne horizontale du liquide de 1 mètre de longueur lorsqu'elle est comprimée dans un tube sans élasticité par un poids égal au sien.

Pour appliquer cette formule, il suffit donc de connaître λ. Or, cette détermination est facile quand on connaît les compressions des liquides sous le poids d'une atmosphère, comme nous les avons rapportées précédemment. En effet, l'eau, par exemple, se comprimant de 47,85 millionièmes de son volume sous une pression d'une atmosphère, il est évident qu'une colonne d'eau de 1 mètre se comprimera de

47,85 millionièmes de mètre dans un tube sans élasticité. L'atmosphère qui a donné cette compression était une colonne de mercure de $0^m,76$ de hauteur à la température de 10°, ayant par conséquent une densité de 13,544; elle était équivalente à une colonne d'eau de $10^m,2934$; ainsi, une colonne d'eau de 1 mètre donnerait un raccourcissement de $\frac{0,00004785}{10,2934}$ ou $0^m,0000046486$, c'est la valeur de λ; en la substituant dans la formule, on trouve enfin qu'à la température de 10°, la vitesse du son dans l'eau est de 1453 mètres par seconde.

La formule précédente peut facilement être transformée de la manière suivante :

$$v = \sqrt{\frac{9,8088.\ 0,76.\ 13,544 \times 1000000}{d\,c}}$$

d est la densité du liquide par rapport à l'eau;

c, la compressibilité du liquide pour une atmosphère, en prenant pour unité les millionièmes.

Sous cette forme, il n'y a plus qu'à substituer pour d et c leurs valeurs et achever leur calcul. Le résultat sera la vitesse du son dans le liquide à la température de 10°. On trouve ainsi les résultats suivans.

Vitesse du son dans divers liquides à la température de 10°.

Noms des liquides.	Densité.	Compressibilité sous 1 atm. évaluée en millionièmes du volume primitif.	Vitesse du son en l″ exprimée en mètres.
Éther sulfurique	0.712	131.35	1039
Alcool	0.795	94.95	1157
Éther hydrochlorique	0.874	84.25	1171
Essence de térébenthine	0.870	71.35	1276
Eau	1.	47.85	1453
Mercure	13.544	3.38	1484
Acide nitrique	1.403	20.55	1535
Eau saturée d'ammoniaque	0.9	33.05	1842

L'eau est le seul de ces liquides qui ait été soumis à des expériences directes. M. Colladon a trouvé que la vitesse du son, dans l'eau du lac de Genève, est de 1435 mètres par

seconde; ce nombre est assez peu différent de 1453 que donne la théorie. Cependant, quelque petite que soit la quantité de chaleur dégagée par les liquides pendant leur compression, l'on aurait pu s'attendre à voir le résultat de l'expérience surpasser un peu celui de la théorie.

Les nombres de la troisième colonne sont tous empreints de l'incertitude qui peut rester sur les densités des liquides et de l'incertitude plus grande encore qui peut rester sur leur compressibilité; en prenant, par exemple, pour l'alcool la compressibilité de M. OErsted, on trouverait 2423 mètres pour la vitesse du son dans ce liquide, au lieu de 1157 que donne la compressibilité de MM. Colladon et Sturm.

355. *Vitesse du son dans les solides.* — La formule que M. de la Place a donnée pour les liquides s'applique aussi aux corps solides. Il paraît seulement qu'il reste alors quelque incertitude théorique sur la manière dont on doit estimer la valeur de λ; on admet bien qu'une tige de métal placée horizontalement se raccourcit ou s'allonge de la même quantité, lorsqu'elle est pressée ou tirée dans sa longueur par des forces égales; et comme il est plus facile, dans les solides, de mesurer l'allongement que le raccourcissement, on admet que dans la formule

$$v = \sqrt{\frac{g}{\lambda}}$$

λ représente l'allongement qu'éprouve une tige de 1 mètre de longueur, tirée par un poids égal au sien. Mais cet allongement n'est pas le même si l'on suppose que la tige est tirée par ses deux bouts et libre par son contour, ou si l'on suppose qu'elle est tirée par tous les points de la surface. Plusieurs considérations font présumer que λ doit, dans les solides comme dans les liquides, représenter le changement de volume que la tige éprouve lorsqu'elle est sollicitée par des forces égales sur tous les points de sa surface. Dans cette hypothèse, on devrait prendre pour λ les 3/2 de l'allonge-

ment que la tige éprouve lorsqu'elle est simplement tirée par ses deux extrémités. Ainsi, d'après les expériences de MM. Colladon et Sturm, une tige de verre s'allongeant de 11 dix-millionièmes pour une traction équivalente à 1 atmosphère, il faudrait prendre $\frac{33}{2} = 16,15$ dix-millionièmes pour le changement de volume du verre soumis à cette traction en tous ses points. Ensuite, en réduisant ce changement de volume à ce qu'il serait pour une traction équivalente au poids d'une tige de verre de 1 mètre, on trouverait 4959 mètres pour la vitesse du son dans le verre.

Les expériences très exactes de M. Savart (*Ann. de Phys. et de Chim.*, t. 65), dont nous avons rapporté quelques résultats précédemment (*élasticité*), permettent de faire d'autres applications de la formule de M. de la Place. Ces calculs seraient d'autant plus intéressants que M. Savart a donné lui-même les vitesses du son dans les corps qu'il a soumis à l'expérience; il a déterminé ces vitesses avec beaucoup de soin par le procédé de Chladni dont il nous reste à parler.

Soit v la vitesse du son dans l'air, l la longueur d'un tuyau ouvert, et n le nombre des vibrations qu'il fait en 1″, lorsqu'il donne le son fondamental : la longueur des ondes qu'il excite est alors égale à la longueur l du tuyau; ainsi, les n ondulations qu'il excite en 1″ forment une longueur $n\,l$ qui est précisément égale à la vitesse v, c'est-à-dire à l'espace que le son parcourt en 1″. On a donc

$$v = n\,l.$$

Soit v' la vitesse du son dans une substance solide quelconque, l la longueur d'une verge cylindrique ou prismatique de cette substance, et n' le nombre des vibrations qu'elle fait en 1″, lorsqu'elle donne le son fondamental, c'est-à-dire lorsqu'elle vibre longitudinalement, ayant ses extrémités libres et un nœud au milieu : la longueur des ondes qu'elle excite alors dans sa propre substance est égale à l; ainsi, les n' ondulations qu'elle excite en 1″ forment une longueur

$n' l$ qui est précisément égale à la vitesse v' du son, c'est-à-dire à l'espace que le son parcourt en 1″. On a donc :

$$v' = n' l.$$

Au moyen de cette équation et de la précédente, on tire :

$$v' = v. \frac{n'}{n}.$$

D'où il suit que, pour trouver la vitesse v' du son dans une substance solide quelconque, il suffit d'écouter le son fondamental que produit une verge de cette substance vibrant longitudinalement, et de le comparer au son fondamental que donne un tuyau ouvert de même longueur. Le rapport de ces sons, multiplié par la vitesse du son dans l'air, donne pour produit la vitesse cherchée.

Supposons, par exemple, que l'on fasse vibrer longitudinalement une verge ou une lame de bois de pin de 8 pieds de longueur, en la soutenant au milieu et en la frottant vers un de ses bouts avec un morceau de drap enduit de colophane, le son qu'elle produit se trouve à l'unisson sur le clavier avec ut_5. Or, on sait qu'un tuyau ouvert de 8 pieds produirait ut_1; ainsi, $\frac{n'}{n} = \frac{ut^5}{ut_1} = \frac{2^5}{2} = 16$. D'où il suit que, dans le bois de pin, la vitesse est 16 fois plus grande que dans l'air, ou

$$v' = 340. 16 = 5440.$$

C'est d'après une série d'expériences analogues que Chladni a dressé le tableau suivant :

Tableau des vitesses du son dans plusieurs substances solides.

Noms des substances.	Vitesses comparées à celles du son dans l'air.
Fanon de baleine	6 2/3
Étain	7 1/2
Argent	9
Bois de noyer	10 2/3
— d'if	
Laiton	10 2/3
Bois de chêne	
— de prunier	
Tubes de pipes de tabac	10
	12
Cuivre rouge	12
Bois de poirier	12 1/2
— de hêtre rouge	
— d'érable	13 1/3
— d'acajou	14 2/5
— d'ébène	
— de charme	
— d'orme	
— d'aune	
— de bouleau	
— de tilleul	15
— de cerisier	
— de saule	16
— de pin	
Verre	16 2/3
Fer ou acier	
Bois de sapin	18

Les nombres obtenus par M. Savart confirment en général ceux de Chladni. Cependant M. Savart a pu constater de très petites différences dépendantes de l'état moléculaire des échantillons. Ainsi, le cuivre rouge varie de 11,13 à 12,21; le laiton de 10,40 à 10,70; le fer et les aciers différents donnent 15; le verre de glace 16, et le verre des tubes 11,86; le sapin du nord 16,39, et le sapin des Vosges 16,54.

CHAPITRE VII.

De la Voix et de l'Ouie.

356. *De la voix humaine.* — L'organe de la voix est composé de plusieurs parties dont la forme et l'arrangement ne peuvent être étudiés d'une manière complète que par des observations anatomiques. Nous devons donc nous borner à faire comprendre d'une manière générale la disposition des diverses pièces qui concourent plus directement à la production de la voix.

On sait que la *trachée-artère* est une espèce de tube qui se termine, d'une part, à l'arrière-bouche, et de l'autre aux poumons. Sa principale fonction est de donner passage à l'air, soit dans l'*inspiration*, soit dans l'*expiration*. Ce tube est à peu près cylindrique et composé d'anneaux fermes et cartilagineux, séparés par des anneaux membraneux flexibles. A son extrémité inférieure, il se divise en deux tubes plus petits qui se portent l'un à droite et l'autre à gauche ; on les appelle les *bronches;* chaque bronche, à son tour, donne naissance à plusieurs divisions et subdivisions qui vont, dans tous les sens, se ramifier dans le tissu du poumon ; à son extrémité supérieure, il se termine par le *larynx*, qui paraît être essentiellement l'organe de la voix.

Le *larynx* est composé de quatre cartilages : le *cricoïde*, le *thyroïde* et les deux *aryténoïdes*. Ces cartilages, de formes très différentes, sont articulés entre eux et liés à l'anneau supérieur de la trachée-artère. Plusieurs muscles sont disposés pour donner un mouvement à leur ensemble ou pour leur imprimer des mouvemens relatifs. C'est l'arrangement de ces muscles, et surtout des derniers, qui donne à l'organe sa

forme intérieure : ils s'attachent d'abord à droite et à gauche contre les parois intérieures du tube qui forme le prolongement de la trachée-artère, et diminuent de plus en plus son diamètre transversal, tellement qu'à la fin il ne reste plus qu'une fente qui se dirige d'arrière en avant, sans être horizontale, mais en s'élevant assez rapidement; cette fente est ce que l'on nomme la *glotte* : elle a 8 ou 10 lignes de longueur; ses bords sont appelés les *lèvres* de la glotte ; leur distance est très petite en avant, mais en arrière elle est quelquefois de 2 ou 3 lignes : au reste, cette distance est très variable ; il paraît que les lèvres de la glotte peuvent se presser au point de ne laisser en arrière qu'une très petite ouverture. Au-dessus des lèvres de la glotte, sont deux cavités, l'une à droite et l'autre à gauche, qui s'étendent latéralement à la profondeur de 8 à 9 lignes et quelquefois de 12 lignes; elles ont 5 à 6 lignes de hauteur ; on les appelle *ventricules*. Les parois supérieures des ventricules se rapprochent de manière à former en quelque sorte une seconde glotte à 5 ou 6 lignes de hauteur, au dessus de la première. Enfin, il y a au-dessus du larynx une membrane ou plutôt un cartilage que l'on appelle *épiglotte*, il est fixé antérieurement par un de ses bords et peut s'abaisser sur la glotte.

Cette description sommaire du larynx nous permettra de comprendre les principes sur lesquels on s'appuie pour expliquer la formation de la voix.

Sans entrer ici dans le détail historique de toutes les explications plus ou moins vagues qui ont été données, nous nous contenterons de rapporter deux opinions entre lesquelles les physiciens semblent encore partagés. Les uns considèrent l'organe de la voix comme un instrument analogue aux instrumens à anche; les autres le considèrent comme un instrument analogue aux réclames.

Pour assimiler le son de la voix au son d'*une anche*, on suppose que, pendant l'*expiration*, l'air poussé dans la trachée-artère, et pressé dans le passage étroit du larynx, ne

peut pas sortir sans frotter les lèvres de la glotte et sans les mettre en vibration; ces lèvres, dit-on, vibrent alors, comme la languette d'une anche; elles vibrent toutes deux, ce qui donne au son plus d'intensité : ensuite l'épiglotte, le pharynx, le voile du palais, les fosses nasales, la langue, les dents, l'ouverture de la bouche et la disposition des lèvres, donnent au son, ainsi formé, un accent et un timbre particuliers, comme le tuyau d'écoulement de l'anche donne, suivant sa forme, un timbre particulier au son qui résulte des vibrations de la languette. Le son restant le même, quant à l'intensité et au ton, pourra recevoir des modifications sans nombre, dans l'accent et le timbre, parce que toutes les pièces dont nous venons de parler peuvent elles-mêmes être modifiées, par la volonté, d'une infinité de manières. Un seul son une fois expliqué, toutes les nuances des sons que la voix humaine peut produire s'expliquent aisément; car un petit mouvement de la rasette change la longueur de la languette, et fait rendre à l'anche ordinaire un son plus grave ou plus aigu; il suffit donc de donner aux lèvres de la glotte un peu plus ou un peu moins de tension, pour que la voix parcoure successivement plusieurs octaves ascendantes ou descendantes; et même, ajoute-t-on, nous avons pour cela deux moyens, car nous pouvons non seulement changer la tension des lèvres de la glotte, mais nous pouvons encore changer leur longueur, puisque l'ouverture de la glotte est tellement faite qu'il suffit d'un acte de la volonté pour l'agrandir ou pour la fermer presque complétement.

Ces considérations ingénieuses semblent fortifiées par quelques expériences directes. M. Magendie a mis le larynx à découvert sur des chiens vivans, et il a vu les lèvres de la glotte entrer en vibration dès que ces animaux poussaient des cris; il a pu constater aussi, dans les mêmes expériences, que les lèvres de la glotte se rapprochent pour les sons aigus, et qu'elles restent au contraire plus ou moins éloignées pour les sons graves. Plusieurs observateurs ont fait des expé-

riences analogues sur des larynx d'animaux récemment privés de la vie : en soufflant avec un fort soufflet dans la trachée-artère, ils ont obtenu des sons plus ou moins analogues à ceux que pouvaient rendre ces animaux.

Pour assimiler le son de la voix aux sons des *réclames*, on regarde les ventricules du larynx comme une espèce de tambour rempli d'air, et les deux glottes comme deux ouvertures correspondantes pratiquées dans les deux bases de ce tambour; ainsi les ventricules et les deux glottes forment un véritable réclame. L'air, poussé par les poumons dans la trachée, sort avec plus ou moins de vitesse par le larynx; il entraîne dans son mouvement une partie de l'air des ventricules, et bientôt la pression étant devenue trop faible, l'air extérieur se précipite dans les cavités des ventricules; puis il est de nouveau entraîné au dehors, etc., exactement comme dans les réclames. Ces alternatives produisent un son plus ou moins aigu, suivant la rapidité avec laquelle elles se succèdent. Dans cette hypothèse, comme dans la précédente, l'accent et le timbre dépendent des vibrations des lèvres de la glotte, et de toutes les parties qui peuvent prendre diverses formes ou divers mouvemens, depuis l'arrière-bouche jusqu'aux lèvres.

Les sons différens seront produits soit par diverses formes que les cavités des ventricules peuvent prendre, soit par diverses dimensions des ouvertures de la glotte, soit enfin par divers degrés de tension dans les lèvres de la glotte et dans toutes les parties du larynx et de l'arrière-bouche. M. Savart a fait plusieurs expériences qui semblent fortifier cette hypothèse. (*Ann. de Phys. et de Chim.*, t. XXX, p. 64.)

Ces deux opinions paraissent sans doute plus différentes qu'elles ne le sont en effet; mais, quoique liées par des rapports intimes, elles ne peuvent pas encore dans leur ensemble donner une explication complète du phénomène de la voix. On doit les considérer comme des aperçus heureux qui pourront un jour conduire à la vérité.

357. *De la voix des oiseaux.*—Chez les oiseaux, l'organe de la voix n'est pas à l'arrière-bouche, mais il se trouve au contraire à l'extrémité inférieure de la trachée, là où elle se bifurque pour donner naissance aux bronches. M. Cuvier a fait voir, en effet, qu'un canard qui vient d'avoir la tête tranchée pousse encore pendant quelques instans des cris très forts et très bien articulés; et la même expérience peut être faite sur la plupart des oiseaux. L'observation anatomique confirme ce résultat, car, en suivant l'organisation de la trachée, on trouve qu'à son extrémité supérieure elle se termine par un simple rétrécissement, ou par une espèce de glotte qui n'offre aucune des dispositions nécessaires à la production des sons; tandis qu'à son extrémité inférieure elle présente un appareil très complexe et merveilleusement ajusté pour produire une longue série de sons graves et aigus: mais, comme il nous serait impossible d'en donner une idée sans entrer dans les détails anatomiques qui nous écarteraient trop de notre plan, et comme, d'une autre part, il se présente encore de grandes difficultés dans les théories qui ont été proposées jusqu'à présent pour expliquer tous les phénomènes qui résultent de cette organisation, nous nous contenterons de renvoyer aux ouvrages qui ont été publiés sur ce sujet et particulièrement aux mémoires de M. Savart. (*Ann. de Phys. et de Chim.*, t. XXXII.)

358. *De l'organe de l'ouïe.* — La seule partie extérieure de cet organe est le *pavillon a* (*fig.* 98), dont les replis et les contours ne sont, comme on sait, que l'épanouissement du *conduit auditif b.* Ce conduit, après s'être enfoncé à une petite profondeur, est terminé obliquement par une membrane mince, mobile et élastique *c* que l'on appelle la *membrane du tympan.* Derrière cette membrane est la *caisse du tympan;* c'est une cavité osseuse, tapissée de diverses membranes et remplie d'air; elle est fermée de toutes parts, excepté en un point où aboutit la *trompe d'Eustache* qui part de l'arrière bouche; par ce moyen l'air peut se renouveler et

se mettre sans cesse en équilibre avec la pression atmosphérique. On distingue encore dans la caisse du tympan deux ouvertures fermées par des membranes, savoir : la *fenêtre ovale* en haut *v*, et plus bas la *fenêtre ronde*. Enfin, dans l'intérieur même de cette caisse est suspendue la *chaîne des osselets*, qui se compose de quatre petits os irréguliers, que l'on appelle par analogie de forme le *marteau*, l'*enclume*, le *lenticulaire* et l'*étrier m, e, l, t* (*fig.* 101). Le marteau est attaché longitudinalement sur la membrane du tympan (*fig.* 98 et 100) ; il forme une espèce de rayon solide, qui vient de la circonférence au centre. A son autre extrémité il se lie à l'enclume, l'enclume au lenticulaire, et le lenticulaire à l'étrier, qui va s'attacher sur la membrane de la fenêtre ovale (*fig.* 98) : plusieurs muscles agissent sur cette chaîne pour la tendre ou la relâcher et, par conséquent, pour tendre et relâcher en même temps la membrane du tympan et celle de la fenêtre ovale. La membrane de la fenêtre ronde sépare la caisse du tympan d'un conduit osseux *s*, contourné en spirale, qui se nomme le *limaçon*; l'autre extrémité de ce conduit s'ouvre dans une cavité qui s'appelle le *vestibule*. Le vestibule est séparé de la caisse du tympan par la membrane de la fenêtre ovale; enfin il communique avec trois canaux osseux, que l'on nomme canaux semi-circulaires, et qui sont remplis d'une matière grisâtre dont l'usage est inconnu.

Le vestibule et les spires du limaçon sont remplis par le *liquide de Cotunni*, dans lequel viennent flotter les derniers filets du *nerf acoustique n*.

D'après cette disposition de l'organe on peut remarquer d'abord que, si la trompe d'Eustache n'établissait pas une communication libre entre l'air de l'arrière-bouche et celui de la caisse du tympan, il y aurait des inégalités de pression qui donneraient à la membrane du tympan des tensions différentes : cette circonstance est en général accompagnée de bourdonnemens plus ou moins incommodes.

En supposant que la membrane du tympan ait une tension

convenable, on conçoit qu'elle entre en vibration dès qu'une onde sonore vient la frapper, et si plusieurs ondes viennent la frapper à la fois, elle se met à l'unisson avec chacune d'elles, comme ferait une membrane inerte; ces vibrations *coexistantes* sont faciles à concevoir, d'après ce que nous avons dit précédemment. Ce fait est à peu près tout ce que l'on sait de certain sur le phénomène de l'audition.

Comment ces vibrations sont-elles transmises au nerf acoustique? quels rôles jouent dans cette transmission la chaîne des osselets, le limaçon et les canaux semi-circulaires? Ces questions restent sans solution ainsi que beaucoup d'autres que l'on peut se proposer sur ce sujet.

On sait cependant que la membrane du tympan peut être enlevée et même que la chaîne des osselets peut être rompue sans que l'organe cesse de remplir ses fonctions; on sait pareillement d'après les expériences de M. Savart, confirmées par celles de M. Muller, que la chaîne des osselets peut servir à modérer l'effet des sons trop déchirants, ou en général à faire varier la sensibilité de l'organe en faisant varier la tension de la membrane du tympan : car, si l'on écoute un son avec un cornet acoustique muni d'une membrane *m* (*fig.* 97), on constate qu'il suffit de changer la tension de cette membrane pour augmenter ou diminuer la vivacité de la sensation C'est là sans doute une fonction importante de la chaîne des osselets, mais elle ne suffit pas pour justifier complètement sa forme; il est probable qu'elle a encore d'autres usages.

LIVRE SIXIÈME.

OPTIQUE.

Notions générales sur la propagation de la lumière.

359. Les observations les plus familières nous apprennent qu'un *corps lumineux* quelconque émet de la lumière dans tous les sens; la flamme d'une bougie, par exemple, serait visible de tous les points d'une sphère dont elle occuperait le centre; il en serait de même d'un corps phosphorescent, ou d'une étincelle électrique. Ce qui se montre en petit, dans nos expériences habituelles, se manifeste en grand dans l'immense étendue du ciel : le soleil répand de toutes parts le même éclat dans l'espace, et sa lumière brille à la fois sur la terre, sur les planètes, sur les comètes, et sur tous les corps du firmament, quel que soit le point qu'ils occupent dans la sphère infinie du monde.

Les corps lumineux sont essentiellement composés de matière pondérable; le *vide*, tel que nous l'avons défini, peut bien propager la lumière, mais non lui donner naissance; il en résulte que les corps lumineux peuvent être divisés en fragmens pondérables de plus en plus petits, et les derniers fragmens que nous puissions physiquement concevoir sont ce que l'on appelle des *points lumineux*. Ainsi, comme un corps ordinaire est une réunion de molécules ou d'atomes, un corps lumineux est une réunion de points lumineux.

360. *Dans un milieu homogène la lumière se propage*

toujours en ligne droite. En disposant sur une longue règle trois disques percés en leur centre d'un trou très petit, on voit à une grande distance la flamme d'une bougie, ou bien on cesse de l'apercevoir, suivant que les trous sont ou ne sont pas en ligne droite. On conçoit qu'il y a une foule de moyens, indépendans de la lumière, pour s'assurer que trois points sont en ligne droite.

Quand la lumière vient rencontrer une glace polie ou un miroir de métal *m*, suivant la direction *l i*, par exemple (*fig.* 130), elle est renvoyée suivant une autre direction *i k*, et continue de se mouvoir en ligne droite suivant cette nouvelle direction tant qu'elle reste dans un milieu sensiblement homogène.

Cette déviation que la lumière éprouve en tombant sur des surfaces polies s'appelle la *réflexion* de la lumière.

361. *Dans un milieu hétérogène la lumière se meut toujours en ligne courbe.* — Quand la lumière passe de l'eau dans l'air ou de l'air dans l'eau, la *déviation* qu'elle éprouve est frappante; pour s'en assurer, il suffit de prendre un vase *v* (*fig.* 131), de placer l'œil en *o* de manière que l'on aperçoive à peine le contour d'une pièce de monnaie *m*, le reste étant caché par le bord *b*, et de verser ensuite de l'eau dans le vase. A mesure que le niveau s'élève, la pièce *m* semble s'avancer vers le centre, et l'on parvient enfin à l'apercevoir dans toute sa largeur, quoique en réalité elle continue d'être cachée par le bord du vase. Donc, la lumière ne vient pas en ligne droite de la pièce *m* vers l'œil : mais elle se propage en ligne droite dans l'eau et en ligne droite dans l'air, car chacun de ces milieux est sensiblement homogène dans une si petite épaisseur, et nous démontrerons plus tard qu'elle suit alors une *ligne brisée* analogue à *m i o*.

Au moyen de l'air atmosphérique, nous voyons déjà les astres avant leur lever et nous les voyons encore après leur coucher; c'est un résultat analogue au précédent, car nous apercevons la pièce *m* au moyen de l'eau, bien qu'elle soit

cachée par le bord du vase comme le sont les astres par les montagnes ou les plaines qui limitent notre horizon. Il y a seulement cette différence qu'en traversant les couches successives de l'atmosphère, la lumière, ne rencontrant pas de changemens brusques de densité, ne se brise pas brusquement, comme elle fait en passant de l'eau dans l'air, et alors elle suit une ligne courbe au lieu d'une ligne brisée.

Cette déviation que la lumière éprouve en traversant des milieux hétérogènes s'appelle *réfraction*.

362. Un *rayon lumineux* est la direction que suit la lumière en se propageant. — Un *pinceau* est la réunion de plusieurs rayons voisins. — Un *faisceau* est la réunion de plusieurs rayons ou de plusieurs pinceaux voisins ou séparés.

Si d'un point quelconque de la flamme d'une bougie l'on conçoit des lignes droites dans toutes les directions, suivant chacune de ces lignes droites il y aura un rayon de lumière, puisque la lumière se propage dans tous les sens et en ligne droite; mais lorsqu'on s'éloignera assez de la flamme pour que le milieu devienne sensiblement hétérogène, les rayons de lumière commenceront à se courber, et les lignes droites primitives ne représenteront plus leurs directions.

Quand la lumière se propage dans un milieu homogène autour d'un point lumineux, et qu'on la reçoit sur une surface quelconque, l'on a coutume de dire que cette surface est éclairée par un pinceau lumineux quand elle est petite, et par un faisceau lumineux quand elle est plus grande. Alors on regarde cette surface comme la base d'un cône dont le point lumineux est le sommet, et la lumière du pinceau ou du faisceau est la lumière comprise dans le cône. Mais, quand la lumière passe dans un milieu hétérogène, tous les rayons d'un même faisceau commencent à se propager suivant des lignes courbes, et en général suivant des lignes courbes différentes; alors, il n'est plus vrai de dire que le faisceau est un cône dro it.

Un pinceau ou un faisceau de lumière est naturellement *divergent*, c'est-à-dire que sa section est d'autant plus grande qu'elle s'éloigne davantage du point lumineux. Cependant, quand le point lumineux est très éloigné, on dit que le faisceau est *parallèle*, parce que toutes les sections sont sensiblement égales, ou, ce qui revient au même, tous les rayons sont sensiblement parallèles. Ainsi, par exemple, la lumière que nous envoie le centre du soleil forme un faisceau parallèle, car deux lignes qui sont a la surface de la terre distantes de quelques pouces, ou même de quelques lieues, et qui vont se rencontrer au centre du soleil, sont deux lignes parallèles.

Les faisceaux de lumière naturelle, convenablement modifiés, peuvent devenir des *faisceaux convergens*, c'est-à-dire que les rayons sont ramenés dans une telle direction qu'ils concourent tous au même point. Ce point de concours de tous les rayons d'un faisceau se nomme un *foyer*. Mais c'est une chose digne de remarque qu'après s'être ainsi rassemblés et concentrés en un foyer, tous les rayons continuent leur route, comme si chacun d'eux était seul, d'où il suit qu'au delà du foyer le faisceau devient divergent, comme un faisceau naturel.

363. *L'intensité de la lumière d'un point lumineux décroît comme le carré de la distance augmente.* — On sait que les sections ab et $a'b'$ d'un cône droit (*fig.* 132) sont entre elles comme les carrés des distances au sommet sc et sc' : sc' étant, par exemple, double de sc, la section $a'b'$ sera quadruple de la section ab. Or, ce cône étant un faisceau lumineux, il est évident que la lumière qui passe en ab est la même que celle qui passe en $a'b'$, et, puisqu'ici elle est répandue sur un espace quadruple, elle doit en éclairer chaque partie avec une intensité quatre fois moindre.

Cette proposition ne s'applique pas rigoureusement à un corps lumineux d'une grande étendue, dont on recevrait la lumière à de petites distances. Car le point s' n'éclaire pas ab tandis qu'il éclaire $a'b'$, et les points qui seraient compris

entre s et s' enverraient tous en $a'b'$ plus de lumière qu'en ab; par conséquent un corps lumineux qui s'étendrait de s à s' donnerait sur ab un éclat qui ne serait pas quadruple de celui qu'il donnerait sur $a'b'$.

364. Les corps qui ne sont pas lumineux par eux-mêmes se distinguent en *corps opaques*, comme le bois, la pierre et les métaux; *corps diaphanes* ou *transparens*, comme l'air, l'eau et le verre; et *corps translucides*, comme le papier mince et le verre dépoli.

Les *corps opaques* ne transmettent point de lumière au travers de leur masse : mais l'opacité est toujours dépendante de l'épaisseur, tous les corps réduits en lames ou en feuilles assez minces laissent passer une partie de la lumière qu'ils reçoivent; ainsi, au travers d'une feuille d'or collée sur du verre, on distingue une lueur verdâtre très sensible, lorsqu'on regarde une bougie ou même la lumière du ciel ou des nuées.

Les *corps diaphanes* transmettent la lumière et laissent apercevoir nettement au travers de leur substance toutes les formes des objets. Les gaz, les liquides et la plupart des corps cristallisés semblent, en général, avoir une diaphanéité parfaite lorsqu'ils sont en petite masse; car ils sont absolument incolores et ils laissent apercevoir non seulement les formes des objets, mais encore toutes les nuances de leurs couleurs. Cependant les plus diaphanes de ces corps deviennent colorés quand ils ont une épaisseur suffisante, et c'est une preuve qu'ils absorbent alors une partie de la lumière qui les traverse. Ainsi, une goutte d'eau est parfaitement limpide, tandis que l'eau prise en masse est d'un vert bleuâtre très éclatant.

Les *corps translucides* laissent passer une partie de la lumière qu'ils reçoivent, mais ils ne laissent distinguer ni la couleur, ni la distance, ni la forme des objets. Dans le langage ordinaire, le mot transparent s'applique souvent aux corps translucides comme aux corps diaphanes.

365. De *l'ombre* et de la *pénombre*. — Quand un corps opaque est éclairé par un seul point lumineux, la forme de l'ombre qui en résulte est facile à trouver : en effet, si l'on conçoit une ligne droite qui passe par le point lumineux et qui fasse une révolution autour du corps en s'appuyant sans cesse sur son bord, cette ligne décrit une espèce de surface conique dont le prolongement au delà du corps donne la trace du contour de l'ombre (*fig.* 133). Nous devons prévenir cependant que cette *ombre géométrique* ne coïncide jamais avec l'*ombre physique*, parce que la lumière se *diffracte* ou semble *s'infléchir* en passant près des limites des corps, et l'effet de cette diffraction est toujours de faire paraître de la lumière dans une partie plus ou moins grande de l'ombre géométrique et de faire paraître, au contraire, de l'ombre au dehors.

Ce qui précède s'applique à un assemblage quelconque de points lumineux, mais alors on distingue l'*ombre* et la *pénombre*. L'ombre est encore le lieu de l'espace qui ne reçoit aucune lumière, et la pénombre est l'ensemble des lieux qui sont dans l'ombre par rapport à quelques uns des points, tandis qu'ils reçoivent la lumière des autres.

La lumière qui pénètre par une petite ouverture dans une chambre noire, c'est-à-dire dans un espace exactement fermé de toutes parts, présente aussi des phénomènes d'ombre et de pénombre. Par exemple, v (*figure* 134) étant la petite ouverture pratiquée au volet, le faisceau qui vient du point lumineux s et qui pénètre dans la chambre est un cône indéfini, ayant s pour sommet et v pour base. La surface de ce cône est la limite géométrique qui sépare la lumière de l'ombre absolue; mais dans ce cas, comme dans le précédent, l'ombre physique est loin de coïncider avec l'ombre géométrique, car on observe de la lumière au dehors du cône et de l'ombre au dedans. Pour prendre une idée plus nette de ce phénomène de diffraction, supposons que l'ouverture soit circulaire et de deux ou trois millimètres de diamètre,

que le point lumineux n'envoie que de la lumière rouge et qu'on aille présenter au faisceau un grand tableau blanc *t* à deux ou trois mètres dans l'intérieur de la chambre; alors, au lieu d'avoir sur ce tableau *t* une tache circulaire rouge environnée d'ombre complète, telle que *b*, on aura, au contraire, des anneaux alternativement rouges et noirs, soit au dedans, soit au dehors de la base géométrique du cône de lumière. Quand le point lumineux envoie de la lumière blanche ordinaire, alors, au lieu de ces alternatives d'ombre et de lumière, on distingue simplement des anneaux colorés où diverses nuances se succèdent à de petits intervalles. Une ouverture très grande produit encore des phénomènes analogues, mais seulement à une petite distance autour de la limite géométrique de l'ombre. Cependant nous devons pour le moment faire abstraction de ces effets remarquables, et supposer d'abord que la lumière se propage géométriquement en ligne droite, sans être modifiée ou diffractée près des limites des corps.

Dans cette hypothèse, chaque point lumineux donnant un faisceau brusquement séparé de l'ombre, il est clair que plusieurs points lumineux, tels que *s*, *s'*, *s''* (*figure* 135), donneraient dans la chambre noire des faisceaux qui se propageraient comme s'ils étaient seuls, et qu'il en résulterait des espaces diversement éclairés. En *a*, par exemple, il arriverait des rayons des trois points lumineux, en *c* des rayons de deux points seulement, en *d* des rayons d'un seul point; et les espaces *e* seraient complétement dans l'ombre, comme les espaces extérieurs *f*.

Mais, si l'on suppose que *s' s''* est le diamètre d'un disque dont tous les points soient également lumineux, il y aura dans la chambre noire un grand faisceau *b b'* composé d'un nombre infini de faisceaux venant chacun d'un point différent, et le cercle dont *b b'* est le diamètre se trouvera inégalement éclairé dans tous ses points. Pour savoir, par exemple, quelle est la lumière qui arrive en *k*, il faut alors

regarder ce point comme le sommet d'un cône ayant pour base l'ouverture *v*, et tous les points du disque lumineux que ce cône prolongé vient envelopper donnent de la lumière au point *k*, les autres n'en donnent pas.

Cette construction peut s'appliquer au disque du soleil; seulement, au lieu d'un faisceau conique, chaque point de cet astre envoie un faisceau parallèle (*fig.* 136) : *c* est le faisceau envoyé par le centre, *s* le faisceau envoyé par le bord supérieur, et *s'* le faisceau envoyé par le bord inférieur. L'angle *s o s'* est de 32' environ, car c'est sous cet angle que nous apercevons le disque du soleil. Un point *k* étant donné sur une section *b b'* du faisceau de la chambre noire, il est facile, d'après ce que nous venons de dire, de déterminer quels sont les points du soleil dont il reçoit des rayons; et l'on calculerait aisément à quelle distance du volet le point central *m* ou tout autre point cesse de recevoir les rayons des bords.

Les esprits les moins attentifs ne manquent pas d'observer une foule de phénomènes qui s'expliquent au moyen des notions précédentes. Nous en indiquerons ici quelques exemples.

1° Lorsqu'on fait entrer dans la chambre noire un faisceau de lumière solaire par une petite ouverture de forme quelconque, ce faisceau donne toujours une image parfaitement ronde, en tombant perpendiculairement sur un tableau à une distance suffisante du volet. Supposons, par exemple, que l'ouverture soit un carré *a* (*fig.* 147) : chaque point du soleil donne dans la chambre noire un faisceau carré dont la section perpendiculaire est partout égale à *a*, et, pour avoir le contour de l'image, il suffit de concevoir que l'un de ces faisceaux tourne dans l'ouverture en s'appuyant sur les bords de l'astre. Ainsi, quand l'image sera reçue à une distance assez grande par rapport à la grandeur de l'ouverture, son contour extérieur sera toujours semblable au contour extérieur du corps lumineux, quelle

que soit la forme de l'ouverture. Pendant une éclipse, l'image du soleil dans la chambre noire est tantôt annulaire, tantôt en forme de croissant, etc. ; elle est toujours parfaitement semblable à la portion du disque qui n'est pas cachée. Des phénomènes analogues peuvent s'observer sous les ombrages des arbres touffus et élevés : les rayons qui passent entre les feuilles viennent peindre sur le sol des images *elliptiques* du soleil, quand ils tombent obliquement, et des images rondes, quand ils tombent perpendiculairement; au moment des éclipses, ces images prennent aussi différentes formes suivant l'obliquité du sol.

2° Pendant une belle nuit, toutes les étoiles qui brillent dans la voûte du ciel vont peindre leurs images dans l'intérieur d'une chambre noire dont l'ouverture est très petite. Chaque étoile, en effet, donne un faisceau parallèle, dont toutes les sections parallèles au volet sont égales à l'ouverture; ces faisceaux, en tombant sur une surface blanche avec des obliquités différentes, donnent des images dont le contour et la grandeur sont faciles à déterminer.

3° Pendant le jour on distingue dans l'intérieur de la chambre noire une image renversée du ciel, des nuages, de l'horizon et de tous les objets qui sont au devant de la petite ouverture. Chaque point d'un arbre, par exemple, envoie un faisceau sensiblement parallèle, dont la section est d'un millimètre si l'ouverture n'a qu'un millimètre de diamètre. Ainsi, sur le mur ou sur le tableau de la chambre noire, les faisceaux *a* et *b* de deux points voisins (*fig.* 138) se superposent en partie et d'autant plus que le tableau est plus près de l'ouverture : tandis que les faisceaux *a* et *c* de deux points un peu éloignés se dégagent l'un de l'autre pour former des images distinctes de ces points. On aura donc une image renversée de l'ensemble qui sera toujours un peu confuse vers les bords, mais d'autant moins que l'ouverture sera plus petite et le tableau plus éloigné. On voit en même temps, sur la figure 138, la cause du renversement.

366. Les notions précédentes peuvent nous donner une première idée du phénomène de la vision. L'œil, comme nous le verrons, est un appareil analogue à une chambre noire : l'ouverture de la *pupille* donne passage aux faisceaux de lumière, et le réseau nerveux de la *rétine* qui tapisse le fond de l'œil est comme le tableau sur lequel viennent se peindre les images : mais, pour qu'un seul point d'un objet extérieur n'ébranle qu'un seul point de la rétine, il y a, derrière la pupille, un corps de forme lenticulaire et presque solide, nommé *cristallin*, qui concentre les rayons d'un même faisceau et les fait converger tous exactement sur le même point de la rétine. Ainsi, quand nous regardons un corps éloigné, nous voyons chacun de ses points par deux cônes de lumière, opposés à leur base : le premier de ces cônes est *divergent*, son sommet est au point que l'on regarde, et sa base a pour largeur l'ouverture de la pupille ; le deuxième est *convergent*, et pour que la vision soit parfaitement nette, son sommet doit tomber exactement sur la pupille. C'est par cette disposition organique, si simple dans son principe et si merveilleuse dans ses détails, que tous les objets du plus vaste paysage viennent dans un instant imperceptible se peindre à la fois sur la rétine, avec toutes les variétés de leurs formes et tout l'éclat de leurs couleurs.

Comme nous jugeons de la situation d'un point dans l'espace par le lieu de son image sur la rétine et par la direction que nous donnons à l'œil pour la recevoir, il en résulte que par une habitude constante nous supposons toujours que le point dont les rayons nous affectent est situé au sommet extérieur du cône qui peut *directement* donner naissance au cône intérieur de lumière. Ce principe habituel de nos jugemens est la source de toutes les *illusions* d'optique qui tiennent à la situation des objets. Ainsi, le point a (*fig.* 139) fait son image au point a' au moyen des deux cônes opposés pap' et $pa'p'$. Mais, si la lumière, au lieu de venir à l'œil en ligne droite, se trouve brisée ou déviée par quelque cause,

un point placé en *b*, par exemple, ou en *c*, pourrait donner naissance au même cône intérieur *p a′ p′* et à la même image *a′*, et alors nous jugerions faussement que ces points sont *a*, sans qu'il y ait aucune donnée pour faire cesser notre illusion ; car, les faisceaux de lumière des points *c* et *b* venant enfin se confondre dans leur direction avec le faisceau qui serait parti du point *a*, rien ne peut nous avertir des divers changemens de route qu'ils ont pu subir. Il est donc vrai de dire que, par l'organe de la vue, *nous jugeons toujours en ligne droite*, et que nos jugemens sont inévitablement faux toutes les fois que la lumière éprouve la plus légère déviation entre l'objet qui l'envoie et l'œil qui la reçoit.

367. *La lumière se propage avec une si grande vitesse qu'elle vient du soleil à la terre en* 8′ 13″. — C'est par l'observation des éclipses du premier satellite de Jupiter que Roemer fut conduit à cette importante découverte en 1675 et 1676, car il ne fallut pas moins d'une année pour la bien constater. La figure 140 pourra donner une idée de ces observations : *s* est le lieu du soleil, *t a b m c d* l'orbite de la terre, et *j* la position de Jupiter. Supposons que Jupiter soit dans le plan de l'écliptique comme il est représenté dans la figure, qu'il reste immobile pendant une révolution entière de la terre, et que le premier satellite tourne dans le cercle *e i g h* ; ce cercle, le diamètre de Jupiter et le cône d'ombre qu'il projette derrière lui, sont ici fort amplifiés. Pendant une moitié de l'année, quand la terre parcourt la partie *t a b m* de son orbite, nous pouvons observer les *émersions* du premier satellite, c'est-à-dire le moment où il sort de l'ombre, et pendant l'autre moitié nous pouvons observer ses *immersions*, c'est-à-dire le moment où il se plonge dans l'ombre. L'intervalle de deux immersions ou de deux émersions successives est la durée d'une révolution. Quel que soit le point de l'orbite de la terre d'où l'on fasse les observations, cette durée est to ours de 42^h 28′ 35″ ou environ 42^h 1/2. Par conséquent, si du point *a*, par exemple, on observe une émersion,

à un instant donné, on peut prédire que la 100e émersion suivante aura lieu précisément après 100 fois 42h 28′ 35″, et qu'elle sera vue du point *b* où le globe de la terre sera alors parvenu par son mouvement de translation. Or, on trouve par expérience qu'elle arrive toujours *un peu plus tard*, et l'on en conclut que la différence est le temps que met la lumière pour passer de *a* en *b*; on en déduit la vitesse de propagation, en divisant la distance connue *a b* par le retard observé. Cette conclusion se trouve vérifiée pendant la seconde moitié de l'année; car, si l'on observe une immersion du point *c*, par exemple, la 100e immersion suivante devrait avoir lieu après 100 fois 42h 28′ 35″, quand le globe de la terre serait parvenu en *d*. Or, on trouve par l'expérience qu'elle arrive *un peu plus tôt*, et cette *avance* est précisément le temps que met la lumière pour passer de *d* en *c*. C'est par des observations semblables et souvent répétées que l'on a pu constater enfin que la lumière parcourt en 1″ près de 80,000 lieues ou 79,572 lieues de 2000 toises, et qu'elle met 8′ 13″ à venir du soleil à la terre.

Il est facile, d'après cela, de calculer le temps que met la lumière pour aller du soleil aux diverses planètes. Voici le tableau des résultats :

Planètes.	Distance moyenne des planètes au soleil en lieues de 2000 toises.	Temps que met la lumière pour aller du soleil aux planètes.		
Mercure.....	15,185,465	0h	3′	10″
Vénus.....	28,375,600	0	5	56
Mars.....	59,772,960	0	12	31
Vesta.....	92,705,600	0	19	25
Junon.....	104,755,000	0	21	57
Cérès.....	108,555,500	0	22	44
Pallas.....	108,748,000	0	22	46
Jupiter.....	204,100.280	0	42	45
Saturne.....	374,196,340	1	18	23
Uranus.....	752,540,172	4	9	48

Le temps que la lumière emploie pour venir, par exemple, d'Uranus à la terre, est tantôt moindre, tantôt plus grand que

$4^h\ 9'\ 48''$, suivant les positions relatives de ces deux planètes; mais on peut dire, sans trop s'écarter de la vérité, que l'astronome qui regarde le globe d'Uranus le voit où il était 4^h auparavant, et que si cette planète était anéantie à un instant donné, on la verrait encore pendant 4^h après qu'elle aurait cessé d'être.

Nous ne savons pas à quelle distance de la terre sont dispersées les étoiles, mais nous savons avec certitude qu'il n'y a pas un de ces astres qui ne soit au moins à 200,000 fois la distance du soleil à la terre; par conséquent, pour arriver à nous, leur lumière met au moins 200,000 fois $8'\ 13''$, c'est à dire 1141 jours ou 3 ans 45 jours; sans doute il n'y a pas d'exagération à supposer que nous voyons des étoiles qui sont quelques milliers de fois plus éloignées et dont la lumière met par conséquent plusieurs siècles à venir jusqu'à nous. Tout ce qui existe dans le ciel, au delà de notre système, pourrait être brisé, confondu, anéanti, et nous, habitans paisibles de la terre, nous passerions encore de nombreuses années à contempler comme aujourd'hui ce grand spectacle d'ordre et de magnificence qui ne serait plus qu'une illusion trompeuse, une image sans réalité.

La matière pondérable paraît par sa nature n'être pas susceptible d'un mouvement aussi rapide que le mouvement de la lumière.

368. Pour entrer maintenant dans l'étude de l'optique, c'est-à-dire dans l'étude des modifications diverses que les corps peuvent imprimer à la lumière, nous distinguerons les propriétés qui sont relatives seulement à la direction des faisceaux lumineux, et celles qui sont essentielles aux rayons eux-mêmes et indépendantes de leur direction. Nous étudierons la première partie sous le titre général de *lumière non polarisée*, et la deuxième sous le titre de *lumière polarisée*.

PREMIÈRE PARTIE.

LUMIÈRE NON POLARISÉE.

CHAPITRE PREMIER.

De la catoptrique ou de la réflexion de la lumière.

369. *De la réflexion de la lumière sur une surface plane.* — Lorsqu'on fait tomber dans la chambre noire un faisceau de lumière solaire *l l'* (*fig.* 141), sur un miroir poli de métal *m m'*, on observe en général deux phénomènes remarquables : 1° on distingue dans une direction déterminée un faisceau *r r'* qui semble partir du miroir et qui trace sur les corps qu'il rencontre une image brillante du soleil ; tous les rayons de ce faisceau sont des rayons *régulièrement* réfléchis, ils ont d'autant plus d'éclat que le miroir est mieux poli; 2° des divers points de la chambre noire on distingue la portion du miroir sur laquelle tombe la lumière; les rayons *i d*, *i d'*, *i d''*, etc., qui sont ainsi dispersés dans tous les sens, sont des rayons *irrégulièrement* réfléchis; ils ont d'autant plus d'éclat que le miroir est moins poli.

L'angle *l i p* qu'un rayon incident *l i* fait avec la normale *i p* au point d'incidence *i* se nomme *angle d'incidence*.

L'angle *r i p* qu'un rayon réfléchi *r i* fait avec la normale *p* au point d'incidence se nomme *angle de réflexion*.

Le plan formé par l'angle d'incidence se nomme *plan d'incidence*.

Le plan formé par l'angle de réflexion se nomme *plan de réflexion*.

Ces définitions s'appliquent à tous les rayons incidens et réfléchis ; mais nous ne devons nous occuper en ce moment que de la *réflexion régulière*, et voici les lois suivant lesquelles elle s'accomplit.

1° *Le plan de réflexion coïncide avec le plan d'incidence.*

2° *L'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence et situé de l'autre côté de la normale.*

Ces deux vérités fondamentales peuvent être démontrées par une seule expérience que les astronomes ont occasion de répéter souvent et avec des instrumens d'une grande précision.

Autour du centre *c* d'un grand cercle vertical *v v'* (*fig.* 142), se meut une lunette *l* avec laquelle on observe les étoiles. D'abord, on fait une observation par la lumière directe *e d*, ensuite on en fait une autre par la lumière *e' i r* qui est réfléchie sur la surface tranquille d'un vase plein de mercure, et l'on trouve constamment que l'angle *d c p* est égal à l'angle *p c o'*. Or, les verticales *p c* et *i p'* étant parallèles, ainsi que les rayons *e d* et *e' i* qui viennent d'une même étoile, il est évident que les angles *d c p* et *p c o'* sont respectivement égaux aux angles *e' i p'* et *p' i r*, et que par conséquent ceux-ci sont égaux entre eux ; et il est évident en outre que le plan d'incidence *e' i p'* coïncide avec le plan de réflexion *p' i r*.

Il n'est pas nécessaire de prouver directement que le rayon *i r* provient de *e' i*, puisqu'au point *i* il ne peut tomber qu'un rayon parallèle à *e d*.

Ces deux lois de la réflexion sont tout-à-fait générales et ne souffrent aucune exception; elles sont vraies pour la lumière naturelle qui nous vient des astres et pour la lumière artificielle que nous pouvons produire par la combustion, par les actions chimiques, la phosphorescence, l'électricité, etc.

Au moyen de ces principes il est facile de démontrer que les miroirs plans doivent nous faire voir des *images* des objets, et que ces images sont toujours *symétriques* des objets par rapport au plan du miroir.

En effet, soit $m\,m'$ un miroir plan (*fig.* 143), et l un point lumineux; du point l abaissons sur la surface du miroir ou sur son prolongement une perpendiculaire $l\,k$ que nous prolongerons d'une quantité égale à elle-même; le point l' qui la termine est *symétrique* du point l. Mais, si nous menons une ligne $l'\,i\,r$ en un point quelconque du miroir et une ligne $l\,i$ au même point, les angles $l\,i\,k$ et $l'\,i\,k$ étant égaux, les angles $l\,i\,p$ et $l'\,i\,p'$ le seront aussi; donc $r\,i\,p$, opposé par le sommet à $l'\,i\,p'$, sera égal à $l\,i\,p$; aussi le rayon qui tombe suivant $l\,i$ doit se réfléchir suivant le prolongement de $l'\,i$. Ce qui est vrai pour ce rayon est vrai pour tous les autres; donc enfin tous les *rayons du faisceau réfléchi* $r\,i\,r'\,i'$ *sont dirigés comme s'ils partaient du point* l', *qui est le point symétrique du point* l.

Supposons maintenant que l'on place l'œil quelque part en o dans le faisceau réfléchi, et que $r\,r'$ représente l'ouverture de la pupille. Le petit pinceau de lumière qui tombe dans la pupille est exactement dirigé comme s'il venait du point l'; ainsi par ce pinceau l'œil voit le point lumineux en l' sans soupçonner que la lumière vient du point l et qu'elle a été brisée par la réflexion en $i\,i'$.

Ce raisonnement s'appliquant à chacun des points d'un corps lumineux quelconque, il en résulte que la flamme d'une bougie, par exemple, qui est située en $b\,g$ (*fig.* 144), doit être vue en $b'\,g'$, car le sommet s est vu en s', le point b en b', le point g en g', etc. Les corps qui ne sont pas lumineux, mais simplement éclairés, présentent les mêmes phénomènes, parce que la lumière qui est irrégulièrement réfléchie sur chacun des points de leur surface se propage comme si elle était immédiatement produite par ces points.

Les images ne sont donc pas *renversées*, comme on le dit quelquefois, mais elles sont *symétriques* des objets; ce qui est très différent.

Pour construire, en général, une image symétrique d'un corps par rapport à un plan, il faut de tous les points de ce

corps abaisser des perpendiculaires sur le plan, et prolonger chacune d'une quantité égale à elle-même; l'ensemble des extrémités de ces perpendiculaires prolongées forme l'image symétrique.

S'il existait des surfaces réfléchissantes parfaitement polies, l'œil ne pourrait ni les distinguer, ni même en soupçonner l'existence ; car les corps ne sont perceptibles à distance que par les rayons irrégulièrement réfléchis à leur surface, et tous les rayons régulièrement réfléchis font voir les points lumineux d'où ils sont sortis et non pas les réflecteurs sur lesquels ils tombent. Si le globe de la lune, par exemple, était poli comme la surface d'un globule de mercure, nous ne pourrions pas le voir en le regardant, mais nous verrions seulement l'image du soleil qui l'éclaire.

Dans le même milieu parfaitement homogène, la lumière peut se mouvoir indéfiniment sans éprouver la moindre réflexion régulière; mais toutes les fois qu'elle se présente pour passer d'un milieu dans un autre, elle éprouve à la surface de séparation de ces milieux une réflexion régulière plus ou moins abondante.

Si la direction de la lumière réfléchie est déterminée avec une précision géométrique, il n'en est pas de même de son intensité. Sur ce point difficile dont nous nous occuperons à la fin de l'optique, on sait seulement:

1° que la quantité de lumière régulièrement réfléchie va croissant avec l'angle d'incidence, sans toutefois être nulle quand cet angle est nul;

2° qu'elle dépend du milieu *dans* lequel la lumière se meut et du milieu *sur* lequel elle tombe;

3° qu'elle est très différente pour des corps de différente nature qui sont placés dans les mêmes circonstances.

Nous citerons quelques exemples à l'appui de ces résultats généraux pour les faire mieux comprendre.

En regardant la flamme d'une bougie par réflexion sur un morceau de verre dépoli, on ne distingue pas son image quand

l'angle d'incidence est très petit, mais on la distingue assez nettement quand cet angle est très grand. On peut même alors la distinguer sur un morceau de bois, ou d'étoffe, ou même sur un morceau de papier noirci au noir de fumée. Ces expériences prouvent en même temps que tous les corps réfléchissent régulièrement une certaine proportion de la lumière qu'ils reçoivent, et que cette proportion va croissant avec l'obliquité des rayons.

370. *Goniomètre de Wollaston.* — Les lois de la réflexion de la lumière ont été appliquées à la mesure des angles dièdres des corps polis et particulièrement des cristaux. Les appareils dont on se sert pour cet objet se nomment des *goniomètres* ; nous nous bornerons à décrire ici le goniomètre de Charles.

Cet appareil est représenté dans la figure 145 : il se compose d'un cercle de cuivre *a*, porté par un pied à trois vis calantes qui servent à le mettre horizontalement ; sur ce cercle se monte une alidade *b* formant vers le centre une capsule *c*, sur laquelle on dispose avec de la cire molle le prisme ou le cristal dont on veut mesurer les angles ; la seule condition à remplir est que l'arête qui forme le sommet de l'angle dièdre dont on cherche la mesure soit bien exactement verticale et par conséquent parallèle à l'axe de rotation de l'alidade sans avoir une trop grande excentricité ; pour cela on se sert de la lunette fixe *d*, au foyer de laquelle se trouvent disposés des fils parallèles et verticaux ; avec cette lunette on regarde une ligne verticale éloignée, comme un paratonnerre ou l'arête d'un édifice, puis, après avoir constaté la coïncidence de cette ligne avec l'un des fils micrométriques de la lunette, on regarde cette même ligne par réflexion sur l'une des faces de l'angle dièdre, et ensuite sur l'autre face du même angle ; si ces deux images réfléchies que l'on obtient successivement en faisant tourner l'alidade viennent l'une et l'autre tomber sous le même fil micrométrique, il est évident que les deux faces de l'angle dièdre sont l'une

et l'autre verticales au moment où elles réfléchissent l'image de la ligne qui sert de mire : par conséquent elles sont toujours verticales pendant le mouvement de rotation, et l'arête de l'angle dièdre est elle-même verticale. Il suffit de quelques tâtonnemens pour arriver à cette coïncidence. Lorsqu'elle est bien constatée, on met l'alidade au zéro de la division du cercle a, et l'on fait tourner ensemble le cercle et l'alidade jusqu'à ce que l'image réfléchie de la mire tombe sous le fil micrométrique central; alors on fixe le cercle par sa vis de pression, et l'on fait tourner l'alidade seule jusqu'à ce que l'image réfléchie sur l'autre face vienne tomber sous le même fil, et l'angle dont il a fallu faire marcher l'alidade est *le supplément* de l'angle cherché. On voit en effet sur la figure 146 que, si la première réflexion a eu lieu sur la face $s\ y$, la deuxième a lieu quand la face $s\ y$ a pris la position $s'\ y'$, et par conséquent lorsqu'elle a décrit un angle supplément de l'angle cherché.

371. *Réflexions sur deux plans parallèles.* — Le point p (*fig.* 147) se trouve entre deux miroirs parallèles m et m', et l'œil, placé en o, aperçoit derrière le miroir m un grand nombre d'images dont on peut facilement se rendre compte. Les rayons qui tombent directement sur m forment une image en a; ceux qui tombent directement sur m' forment une image en a'. Ces derniers rayons, après leur réflexion, sont donc comme s'ils partaient du point a', et, en venant tomber sur le miroir m ils forment une image qui se trouve en b (le point b étant symétrique de a' par rapport à m); derrière m, il y a pareillement une image en c (le point c étant symétrique de a par rapport à m'). Les rayons qui ont éprouvé une première réflexion sur m, et une deuxième réflexion sur m', reviennent donc de nouveau en m; ils sont comme s'ils partaient du point c, et donnent par conséquent une image en d (le point d étant symétrique de c par rapport à m), etc.

On comprend comment les réflexions successives font aper-

cevoir un nombre infini d'images de plus en plus sombres; il serait très facile d'exprimer algébriquement la loi de leurs distances mutuelles.

Si l'on voulait distinguer parmi les images celles qui résultent d'une première réflexion sur m et celles qui résultent d'une première réflexion sur m', on pourrait placer entre les miroirs un corps qui serait rouge, par exemple, du côté de m, et bleu du côté de m'; alors d'un côté toutes les images seraient alternativement rouges et bleues, et de l'autre alternativement bleues et rouges.

372. *Réflexion sur deux miroirs inclinés.* — Les phénomènes précédens se reproduisent entre deux miroirs inclinés, avec cette différence que le nombre des images visibles est alors dépendant de l'angle des miroirs. Il suffira d'examiner les cas où les miroirs font entre eux un angle droit : $m\,c$ (*fig.* 148) représente la coupe du premier, et $m'\,c$ celle du second ; du point c de leur intersection commune on a décrit une circonférence de cercle $a\,m\,m'$. Un objet placé en a fait une image en b par la réflexion sur $m\,c$, et une image en b' par la réflexion sur $m'\,c$; de plus, les rayons qui ont subi une première réflexion sur mc et qui retombent sur $m'\,c$ donnent une image en d (le point d étant symétrique de b par rapport à $m'\,c$), et ceux qui ont subi une première réflexion sur $m'\,c$ et qui retombent sur mc donnent une image au même point d (puisque ce point est aussi le symétrique de b par rapport à $m\,c$). Il en résulte que si l'on place l'œil à l'un des bouts des miroirs et près de leur intersection commune pour recevoir en même temps les rayons directs et ceux qui ont éprouvé une ou deux réflexions, on verra quatre images du point a, savoir, l'image directe en a, puis les images réfléchies en b, b' et d.

C'est sur ce principe que repose la construction du kaléidoscope.

Pour avoir, par exemple, 5, 6...20 images du même

point, il suffit de donner à l'angle des miroirs $\frac{1}{5}$, $\frac{1}{6}$... $\frac{1}{20}$ de circonférence.

373. *Réflexions sur les miroirs courbes.* — On adopte en optique ce principe fondamental, que la réflexion se fait en un point quelconque d'une surface courbe, comme elle se ferait sur le plan tangent en ce point. Nous verrons tout à l'heure que ce principe est en effet confirmé par de nombreuses expériences, mais l'on pourrait aussi le démontrer directement par la théorie. Il en résulte que les lois générales s'appliquent sans restriction à toutes leurs surfaces, et que tout se réduit à trouver pour chaque point la direction du plan tangent ou de la normale, ce qui est simplement un problème de géométrie.

Ainsi, un point lumineux, placé au centre d'une sphère creuse et polie à l'intérieur, enverrait des rayons sur tous les points de la surface, et chacun de ces rayons serait réfléchi sur lui-même et reviendrait directement au centre après la réflexion. De même, un point lumineux placé à l'un des foyers d'un ellipsoïde enverrait des rayons sur tous les points de la surface, et tous ces rayons iraient par les réflexions se réunir et se concentrer en l'autre foyer; puis, en continuant leur route, ils retourneraient au premier foyer après une seconde réflexion, reviendraient au second foyer après une troisième, et ainsi de suite.

Un point lumineux placé au foyer d'un paraboloïde enverrait des rayons qui seraient tous réfléchis parallèlement à l'axe et s'en iraient se perdre à l'infini; réciproquement, un point placé à l'infini comme une étoile, et sur l'axe d'un paraboloïde, enverrait des rayons qui viendraient tous se concentrer au foyer.

374. *Réflexion sur les miroirs sphériques.* — Si l'on imagine une sphère dont l'intérieur soit très poli, et qu'on la coupe par un plan, on en détache une *calotte* qui est un *miroir sphérique concave* : ce serait un *miroir sphérique convexe* si la sphère était polie en dehors.

L'ouverture du miroir est l'angle des deux rayons $c\,m$ et $c\,m'$ menés aux bords opposés de la calotte (*fig.* 149); son *diamètre* est la ligne $m\,m'$ qui joint deux bords opposés de la calotte; son *axe* est la ligne $a\,c$ menée du centre de la calotte au centre de la sphère.

Le point a s'appelle aussi le *centre de figure* du miroir, et le point c son *centre de courbure*.

Lorsqu'un point lumineux s est situé sur l'axe du miroir (*fig.* 150), tous les rayons qu'il envoie à une petite distance angulaire du point a viennent, après leur réflexion, se réunir en un même point f. Pour le démontrer, soit $s\,i$ l'un de ces rayons, $c\,i$ la normale au point d'incidence, et $i\,f$ le rayon réfléchi; désignons par x, y, z les angles $a\,s\,i$, $a\,c\,i$, $a\,f\,i$; par d l'angle d'incidence $c\,i\,s$ et l'angle de réflexion $c\,i\,f$ qui lui est égal; et par b, r, m les trois distances $a\,s$, $a\,c$, $a\,f$. Puisqu'on suppose que x, y, z ne dépassent pas 3 ou 4 degrés, ces angles peuvent être pris pour leurs tangentes, en même temps l'arc $a\,i$ peut être pris pour une ligne droite perpendiculaire à $a\,s$, et les triangles rectangles $a\,s\,i$, $a\,c\,i$, $a\,f\,i$ donnent

$$x=\frac{ai}{b}; \qquad y=\frac{ai}{r}; \qquad z=\frac{ai}{m};$$

On a d'une autre part

$$x=y-d \text{ et } z=y+d,$$

d'où $z+x=2\,y$, ou $z=2\,y-x$,

qui devient par les valeurs précédentes

$$\frac{ai}{m}=\frac{2\,ai}{r}-\frac{ai}{b}$$

ou

$$\frac{1}{m}=\frac{2}{r}-\frac{1}{b}.$$

Cette valeur de $\frac{1}{m}$ étant indépendante des angles x y et z, on doit en conclure que tous les rayons émis par le point s viennent en effet se réunir et se concentrer au même point f, qui s'appelle pour cette raison le *foyer* du point s; mais cette conséquence est vraie seulement sous la condition que les angles x, y, z puissent être pris pour leurs tangentes, ce qui limite essentiellement l'ouverture du miroir, et la réduit à ne pas dépasser 8 ou 10°. Pour une ouverture plus grande, le concours de tous les rayons ne serait plus exact, et il y aurait ce qu'on appelle *aberration de sphéricité*.

Si le point lumineux était situé hors de l'axe du miroir, on pourrait toujours par ce point et par le centre c du miroir mener une ligne droite qui s'appelle alors *axe secondaire*, et comme les mêmes raisonnemens s'appliqueraient encore à l'égard de cet axe secondaire, on en conclut enfin que la formule précédente est une formule générale qui convient à tous les cas. Nous devons ajouter cependant que, si l'axe secondaire faisait avec l'axe principal ac un angle de 15 ou 20°, les angles x, y, z ne pourraient plus être assez petits, et c'est là ce qui limite le *champ du miroir*, c'est-à-dire l'étendue conique dans laquelle doit être compris un point lumineux, pour que tous les rayons réfléchis concourent au même foyer avec une exactitude suffisante.

En se concentrant au même point, tous les rayons réfléchis forment une *image* nette et brillante du point lumineux d'où ils sont émanés, et le lieu de cette image est toujours facile à trouver, puisqu'elle est d'une part sur la ligne menée par le point lumineux et le centre du miroir, et puisque d'une autre part elle est à une distance du miroir donnée par la valeur de m, que l'on obtient aisément quand on connaît r et b, c'est-à-dire le rayon du miroir et la distance du point lumineux.

Pour mieux faire comprendre la formule générale, nous allons discuter quelques uns des résultats qu'elle donne.

1° Quand b a une valeur infinie, tous les rayons sont parallèles; on a $m = \frac{r}{2}$, c'est-à-dire que le foyer est alors à la moitié du rayon (*fig.* 151). Ce foyer se nomme *foyer principal*, et sa distance au miroir *distance focale principale*.

La figure 152 représente la marche des rayons pour un faisceau parallèle et oblique à l'axe du miroir.

2° Pour $b = 100\,r$, on a $m = \frac{100\,r}{199}$; ainsi, il suffit que la distance de l'objet au miroir soit égale à 100 fois le rayon pour que l'image se fasse sensiblement au foyer principal.

3° Pour $b = 2\,r$, on a $m = \frac{2\,r}{3}$; ainsi, pendant que l'objet se rapproche du miroir depuis l'infini jusqu'à une distance double du rayon, l'image n'éprouve qu'un petit déplacement et s'éloigne seulement depuis $\frac{r}{2}$ jusqu'à $\frac{2\,r}{3}$.

4° Pour $b = r$ on a $m = r$, ce qui doit être, puisque tous les rayons envoyés du centre doivent revenir au centre.

5° Pour $b = \frac{r}{2}$ on a $m = \infty$, c'est-à-dire qu'en mettant le point lumineux au foyer, tous les rayons réfléchis forment alors un faisceau parallèle et ne vont se rencontrer qu'à l'infini (*fig.* 151 et 152), ce qui doit être, puisque l'infini et le foyer principal sont deux foyers conjugués.

6° Quand b est plus petit que $\frac{r}{2}$, c'est-à-dire quand le point lumineux est plus près du miroir que le foyer principal, m prend alors une valeur négative : cela ne veut pas dire que les rayons réfléchis ne se rencontrent plus, mais seulement qu'ils se rencontreraient si on les prolongeait derrière le miroir (*fig.* 153). Le foyer v se nomme alors *foyer virtuel*, parce que les rayons n'y passent pas en réalité, bien qu'ils soient dirigés comme s'ils y passaient.

Il résulte de cette discussion que si un objet $s\,s'$ (*fig.* 150) était disposé sur une surface sphérique ayant le même centre

c que le miroir, il formerait en *mm'* une image *renversée* qui en serait l'exacte représentation; on aura une idée du rapport de grandeur qui existe entre l'image et l'objet si l'on remarque que du centre du miroir ils seraient l'un et l'autre vus sous le même angle.

Si tous les points d'un objet n'étaient pas à la même distance du centre, tous les points de son image n'en seraient pas non plus à la même distance.

Tous ces résultats se trouvent vérifiés par les expériences suivantes:

Un large faisceau de lumière solaire tombant sur le miroir *m m'* (*fig.* 151 et 152), on voit une petite image resplendissante du soleil en *f* ou en *f'*, suivant que le faisceau incident est parallèle et oblique à l'axe. Le soleil étant vu de la terre sous un angle d'environ 30', son image regardée du centre *c* serait vue sous le même angle. Ainsi, sa grandeur absolue dépend du rayon du miroir : par exemple, au foyer du grand réflecteur d'Herschell, qui a 80 pieds de rayon : l'image du soleil a environ 3 pouces de diamètre, et elle n'a guère que 3 lignes au foyer d'un miroir de 6 pieds de rayon, et 3 millimètres au foyer d'un miroir de 1 mètre de rayon. grande ou petite, cette image a un très vif éclat; dans l'espace circonscrit qu'elle occupe se trouvent concentrées à la fois toute la lumière et toute la chaleur du faisceau incident.

On peut se servir de cette expérience pour déterminer le rayon de courbure d'un miroir donné ; mais alors il faut en couvrir la surface avec un morceau d'étoffe ou de papier dans lequel on laisse seulement deux ouvertures près des bords en *v* et *v'* (*fig.* 154), car il est bien plus facile de déterminer exactement le point de rencontre des petits faisceaux *v f* et *v' f*, que le lieu où l'image complète du soleil a le plus petit diamètre et la plus grande netteté.

On reconnaît aisément que des objets éloignés d'environ 100 fois le rayon du miroir font leur image à très peu près au même point que le soleil.

En promenant la flamme d'une bougie dans une chambre noire, à diverses distances devant le miroir, sur l'axe ou hors de l'axe, il est facile de vérifier tous les autres résultats du calcul que nous avons indiqués; son image se reçoit sur un petit écran de papier ou sur un morceau de verre dépoli; si l'écran était trop large, il arrêterait une trop grande partie des rayons incidens qui arrivent au miroir.

Les *miroirs convexes* ne donnent que des *foyers virtuels* ou des *images virtuelles*. Il est facile de voir que pour ces miroirs la formule principale devient :

$$-\frac{1}{m}=\frac{2}{r}+\frac{1}{b}.$$

Les valeurs de b et de r étant essentiellement positives, les valeurs de m seront toujours négatives, et, comme elles sont comptées à partir du point a, c'est une preuve que le foyer tombe toujours derrière le miroir de a vers c; ainsi, le foyer n'est jamais produit par la *rencontre réelle* des rayons, mais par leur *rencontre virtuelle* ou par la rencontre de leurs prolongemens.

Pour $b=\infty$ on a $m=-\frac{r}{2}$, c'est la plus grande valeur négative de m (*fig.* 155);

Pour $b=r$ on a $m=-\frac{r}{3}$;

Enfin pour $b=o$ on a $m=o$.

On peut aussi vérifier ces résultats par l'expérience en couvrant un miroir convexe avec un carton percé de deux trous et en suivant la direction des petits pinceaux réfléchis pour déterminer le point où leurs prolongemens vont se couper derrière le miroir (*fig.* 156).

375. *Miroirs coniques et cylindriques.*—Nous ne citerons ces miroirs que pour donner une idée de la marche des rayons qui sont réfléchis à leur surface et des illusions plus ou moins singulières qui en peuvent résulter.

$b\,s\,b'$ (*fig.* 157) est la coupe d'un miroir conique dont la

surface latérale extérieure est très polie. On le pose par sa base en $b\,m\,b'$, au milieu d'un carton circulaire sur lequel on dessine, suivant certaines lois, des figures bizarres que l'on appelle *anamorphoses*. L'œil placé en o, un peu au dessus du sommet du cône (*fig.* 157), aperçoit par réflexion une figure régulière résultant des traits déformés qui sont tracés sur le carton.

Pour se rendre compte de cette espèce d'illusion, il suffit de remarquer que le point c, par exemple, fera par la réflexion son image en c', et que les points compris entre b et c feront leurs images sur la ligne $b\,c'$.

Les miroirs cylindriques présentent des effets analogues dont on pourra facilement se rendre compte par les premières notions de géométrie et de perspective.

376. *Des caustiques.*—Quand les rayons envoyés par un seul point lumineux et réfléchis ensuite par une surface courbe continue quelconque ne se réunissent pas tous en un même foyer, il arrive toujours que les rayons voisins se rencontrent, et alors les points consécutifs où ils se coupent engendrent une surface que l'on nomme *catacaustique* ou *caustique par réflexion*. Quand la réflexion se fait sur une ligne et non pas sur une surface, la caustique est une simple ligne.

La recherche de la forme des caustiques est un problème qui a exercé la sagacité de plusieurs habiles géomètres.

377. *Héliostat de Gambey.*—L'héliostat est un instrument destiné à réfléchir les rayons solaires dans une direction qui reste invariable pendant un jour entier, malgré les hauteurs sans cesse changeantes du soleil au dessus de l'horizon. Ce problème avait été résolu, mais M. Gambey en a donné une solution plus simple et plus ingénieuse; son héliostat est représenté dans les figures 158 et 159; nous ne pouvons donner ici qu'une idée du principe sur lequel repose sa construction.

a est un cercle qui se dispose toujours parallèlement à

l'équateur, il se meut sur lui-même d'un mouvement uniforme de manière à accomplir sa révolution complète en 24^h comme le soleil; c'est l'horloge *h* qui le met en mouvement.

b est un arc de cercle dont le plan se dispose toujours dans le méridien du lieu au moyen de son alidade, il est perpendiculaire au cercle équatorial et fait corps avec l'axe autour duquel celui-ci fait sa révolution en 24^h, en sorte qu'il suffit de l'incliner plus ou moins suivant la latitude du lieu, pour que le cercle équatorial se trouve lui-même dans le plan de l'équateur.

c est l'arc des déclinaisons, il est perpendiculaire à l'équatorial auquel son axe est fixé ; on règle chaque jour sa position d'après la déclinaison en le faisant tourner autour de l'axe *y z*, parallèle à l'équatorial.

m est un miroir métallique destiné à recevoir et à réfléchir les rayons solaires; ce miroir est dirigé : 1° au moyen d'une queue à fourchette et à douille mobile sur une pièce conique dont l'axe se met dans une direction quelconque qui reste fixe; le prolongement de cet axe va aboutir au milieu *s* de l'axe *y z* ; 2° au moyen de la tige *t*, dont l'axe est dans le plan du miroir ; cette tige va passer dans un anneau *g*, où elle glisse et par lequel elle est emportée dans le mouvement de rotation du cercle équatorial. Il résulte de cette disposition que dans le cours d'une journée la tige *t* du miroir ou plutôt le plan du miroir lui-même décrit un cône oblique autour de la queue du miroir; le sommet de ce cône est le centre même du miroir où passe le prolongement de l'axe de la queue *f*, et sa base est le cercle décrit par l'anneau *g* qui reste parallèle à l'équateur et par conséquent au cercle décrit par le soleil. Bien que l'anneau *g* décrive un cercle, sa distance au point *s* reste constante et décrit un cône plus ou moins ouvert, suivant que la déclinaison du soleil est plus ou moins grande, et ce cône s'ouvre dans un sens ou dans l'autre suivant que la déclinaison est australe ou boréale;

mais cette distance invariable $s\,g$ est toujours égale à la distance invariable qui existe entre le point s et le centre i du miroir; c'est ce que l'on voit plus distinctement sur la figure 159, où g est la position de l'anneau correspondante à l'équinoxe, et g' et g'' ses positions correspondantes aux solstices.

Le triangle $i\,s\,g$ ou $i\,s\,g'$ est donc toujours isocèle, et perpendiculaire au plan du miroir $m\,m'$. Si l'on représente maintenant par $l\,i$ le rayon solaire incident, pour l'équinoxe, il est évident qu'il sera toujours réfléchi suivant la direction $i\,f'$ du prolongement de la queue $s\,i$, car il est réfléchi dans le plan d'incidence, qui est le plan du triangle isocèle $i\,s\,g$, lorsque l'héliostat est bien à l'heure, et en même temps il fait avec le plan du miroir un angle $l\,i\,g$ égal à $s\,i\,g$, ou $s\,g\,i$ ou $m\,i\,f$. Le même raisonnement s'appliquerait au rayon $l'\,i$ du solstice, puisque l'anneau serait alors en g', de sorte que $g'\,s$ serait parallèle à $l'\,i$. On peut donner à la queue f telle direction que l'on voudra, et être assuré que le rayon réfléchi prendra cette direction pendant la journée entière.

CHAPITRE II.

Dioptrique ou réfraction de la lumière.

378. *Lois générales de la réfraction de la lumière.* — La réfraction est la déviation ou le changement de direction qu'éprouve la lumière en passant d'un milieu dans un autre. Au passage du verre dans le vide, ou de l'air dans l'eau, ou, en général, d'un milieu dans un autre, un rayon de lumière n'éprouve pas, sans doute, une déviation brusque et instantanée, comme une ligne géométrique qui se brise; il est probable qu'il se courbe et s'incline par degrés avant d'arriver à sa nouvelle direction rectiligne; mais, si cette courbure se forme réellement, son étendue est si petite qu'il n'est jamais possible d'en constater l'existence. Nous représenterons donc les rayons réfractés comme de simples lignes brisées.

L'angle d'incidence lin (*fig.* 160) est ici, comme pour la réflexion, l'angle du rayon incident avec la normale au point d'incidence.

L'angle de réfraction rin' est l'angle du rayon réfracté *ir*, avec le prolongement *in'* de la normale.

Le *plan d'incidence* et le *plan de réfraction* sont respectivement les plans des angles d'incidence et de réfraction. Un rayon incident ne donne naissance, en général, qu'à un seul rayon réfracté : cependant il existe des corps, tels que le spath d'Islande, le cristal de roche et plusieurs autres cristaux, dans lesquels un seul rayon incident donne presque toujours naissance à deux rayons réfractés; ces phénomènes de *double réfraction* sont liés à la *polarisation* de la lumière que nous étudierons plus tard; pour le moment, nous ne devons nous occuper que des lois de la *réfraction simple.* Ces lois sont exprimées dans les deux propositions suivantes.

1° *Le plan de réfraction coïncide toujours avec le plan d'incidence ;*

2° *Le rapport des sinus d'incidence et de réfraction est constant pour les mêmes milieux.*

La première de ces propositions ne présente aucune difficulté, mais nous allons prendre un exemple pour faire mieux comprendre la seconde.

Supposons que, dans un vase hémisphérique de verre (*fig.* 161), on verse de l'eau jusqu'à ce que le niveau nn' atteigne le centre c : un petit pinceau de lumière solaire dirigé vers le centre fera un angle d'incidence lcp que l'on mesurera sur le cercle divisé npn', et un angle de réfraction rcp' que l'on mesurera de même sur le contour du vase, car il sera facile de reconnaître le point par lequel il vient sortir pour repasser dans l'air. Le sinus du premier de ces angles est la perpendiculaire ld, le sinus du second est la perpendiculaire rf : le rapport du sinus d'incidence au sinus de réfraction est ld divisé par rf, et l'on trouvera ce rapport sensiblement égal à 4/3 ; ainsi,

$$\frac{ld}{rf} = \frac{4}{3}.$$

Un autre pinceau tombant dans la direction $l'c$ donnerait un autre pinceau réfracté $r'c$; les sinus d'incidence et de réfraction seraient alors $l'd'$ et $r'f'$, et l'on aurait encore :

$$\frac{l'd'}{r'f'} = \frac{4}{3}.$$

Il en serait de même pour tous les pinceaux, quelle que soit leur incidence. Par conséquent, il est vrai de dire que le rapport des sinus d'incidence et de réfraction est constant pour les mêmes milieux. Ce résultat s'exprime en général de la manière suivante :

$$\frac{\sin. a}{\sin. b} = n.$$

a, est l'angle d'incidence ou celui du premier milieu ;

b, l'angle de réfraction ou celui du second milieu ;

n, *l'indice* de la réfraction.

Dans l'exemple précédent on aurait $n = \frac{4}{3}$; mais, si la surface de l'eau était en contact avec de l'hydrogène, ou avec de l'air raréfié, ou avec le vide, ou enfin avec un milieu différent de l'air ordinaire, *l'indice* toujours constant pour toutes les incidences aurait dans chaque cas une valeur plus ou moins différente de la valeur précédente. Si l'eau changeait de température, elle deviendrait réellement un autre milieu, et cette circonstance seule apporterait dans la valeur de l'indice un changement plus ou moins sensible.

L'appareil précédent est précisément celui qui fut employé autrefois par Descartes pour vérifier par l'expérience les lois de la réfraction : car la découverte de ces lois est due au génie de ce grand géomètre ; il y avait été conduit *à priori* par des considérations théoriques que l'on regarde aujourd'hui comme de simples jeux d'imagination et qui ont cependant l'avantage d'avoir produit l'une des lois les plus belles et les plus fécondes de l'optique.

Nous indiquerons plus loin des moyens d'observation beaucoup plus précis et bien plus propres à démontrer l'exactitude mathématique de ces lois.

Quand la lumière repasse de l'eau dans l'air, l'angle d'incidence est alors celui qu'elle fait dans l'eau, et l'angle de réfraction celui qu'elle fait dans l'air ; mais, tout en changeant de nom, ces angles ne changent pas de valeur ; le rayon qui tombe suivant $r\,c$ se réfracte suivant $c\,l$, comme on peut le démontrer par l'expérience : c'est ce que l'on exprime d'une manière générale, en disant qu'*un rayon qui rebrousse chemin repasse exactement par les mêmes lieux*. Ainsi, n étant l'indice de réfraction quand la lumière passe d'un premier milieu dans le second, $\frac{1}{n}$ est l'indice de réfraction quand elle repasse du second dans le premier.

Si la valeur de n est plus grande que l'unité, *sin.* a est plus grand que *sin.* b, et a plus grand que b; ce qui prouve que la lumière, en se réfractant, se *rapproche de la normale:* on dit alors que le second milieu est *plus réfringent* que le premier (*fig.* 162).

Si n est égal à l'unité, *sin.* a est égal à *sin.* b et a égal à b; c'est une preuve que la lumière ne se réfracte pas : on dit alors que le second milieu est *aussi réfringent* que le premier (*fig.* 163).

Si n est plus petit que l'unité, *sin.* a est plus petit que *sin.* b et a plus petit que b; c'est une preuve que la lumière en se réfractant *s'éloigne de la normale* : on dit alors que le second milieu est *moins réfringent* que le premier (*fig.* 164).

Ces résultats s'énoncent ordinairement en disant que la lumière se *rapproche* ou *s'éloigne* de la normale, suivant que le second milieu est *plus dense* ou *moins dense* que le premier. Cette expression n'est pas rigoureusement exacte, parce qu'il arrive quelquefois qu'un milieu *moins dense* qu'un autre est cependant *plus réfringent;* et, en général, la *réfrangibilité* est loin d'être proportionnelle à la *densité.*

La plus petite valeur de l'angle d'incidence est zéro ; alors le rayon tombe suivant la normale, et comme le sinus d'un angle nul est lui-même égal à zéro, il est nécessaire que l'on ait aussi *sin.* $b = 0$, ou $b = 0$, ou, en d'autres termes, il est nécessaire que le rayon pénètre en ligne droite sans se dévier. C'est en effet ce que l'expérience confirme : jamais il n'y a de réfraction quand la lumière tombe suivant la normale au second milieu (*fig.* 165).

La plus grande valeur de l'angle d'incidence est 90°, alors le rayon tombe parallèlement à la surface de séparation des deux milieux (*fig.* 166), et, comme le sinus de 90° est égal à l'unité, on a :

$$\frac{1}{sin.\ b} = n, \quad \text{ou} \quad sin.\ b = \frac{1}{n}.$$

La valeur de b que l'on en déduit est l'*angle limite.* Pour

l'air et l'eau on a $n = \frac{4}{3}$, et par conséquent $b = 48^\circ 35'$; jamais la lumière ne peut pénétrer de l'air dans l'eau sous une plus grande obliquité.

Ainsi, dans un vase plein d'eau, toute la lumière qui arrive des différens côtés de l'horizon en un point donné est essentiellement comprise dans un cône dont ce point est le sommet et dont l'angle au centre est de deux fois 45° 35'. Si l'œil était en ce point et dirigé en dehors du cône dont il s'agit, il ne pourrait apercevoir aucune lumière directe : seulement, si l'eau n'était pas parfaitement limpide, il pourrait recevoir quelques rayons de lumière diffuse ou irrégulièrement réfléchie.

Réciproquement, quand la lumière, pour sortir de l'eau dans l'air, se présente sous un angle plus grand que l'angle limite, il est impossible qu'elle sorte, et il se produit alors un phénomène remarquable que l'on appelle le *phénomène de la réflexion totale :* les rayons qui ne peuvent sortir par l'excès de leur obliquité se réfléchissent en *totalité* suivant les lois ordinaires de la réflexion (*fig.* 167), et c'est le seul cas où la lumière puisse se réfléchir sans diminuer d'intensité.

Pour le verre ordinaire, l'indice de réfraction peut varier depuis $\frac{3}{2}$ à 1,545, et par conséquent l'angle limite est compris entre 41° 49' et 40° 20'. Il en résulte que si l'on avait un cylindre de verre terminé à l'une de ses extrémités par un plan perpendiculaire à l'axe, et à l'autre par un plan incliné d'environ 49° et demi, on pourrait le tourner directement vers le soleil et placer impunément l'œil contre la face oblique, car on ne recevrait alors aucun rayon de lumière solaire. Le faisceau de lumière qui arrive à cette face fait alors avec la normale un angle d'environ 40° et demi, et éprouve par conséquent la réflexion totale.

DES PRISMES.

379. *Définitions et phénomènes généraux que présentent les rayons qui traversent des prismes.* — Un *prisme*, en optique, est un milieu diaphane terminé par deux surfaces planes, polies et inclinées entre elles.

Le *sommet* du prisme est la ligne suivant laquelle se rencontrent les deux faces ou suivant laquelle elles se rencontreraient si elles étaient suffisamment prolongées.

La *base* du prisme est un plan quelconque opposé au sommet, soit qu'il existe en réalité, soit que l'on suppose seulement son existence.

L'angle réfringent est l'angle formé par les deux faces du prisme.

Une *section principale* est une section faite par un plan perpendiculairement à l'arête qui forme le sommet.

Dans la plupart des expériences nous emploierons des prismes à trois faces rectangulaires ab', ac' et bc' (*fig.* 169). Alors, quand la lumière traverse les faces ab' et bc', c'est l'arête bb' qui est le sommet, et la face ac' qui est la base; quand elle traverse ac' et bc', c'est cc' qui est le sommet, et ab' qui est la base.

La section principale abc ou $a'b'c'$ d'un tel prisme est toujours un triangle, et suivant que ce triangle est rectangle, isocèle, équilatéral ou scalène, on dit que le prisme est lui-même *rectangle*, *isocèle*, *équilatéral* ou *scalène*.

Ces prismes sont en général montés sur un pied en cuivre (*fig.* 168). En tirant le tube t on peut les élever plus ou moins, et au moyen du *genou* g on peut leur donner toutes les positions qu'exigent les expériences.

Voici maintenant les phénomènes les plus généraux que présentent les prismes, soit avec la lumière ordinaire, soit avec la lumière solaire.

Premièrement. Un prisme étant horizontal, le sommet en haut, si l'on approche l'œil près de l'une des faces pour recevoir la lumière qui est entrée par l'autre, on observe deux phénomènes remarquables : les objets sont considérablement *déviés* et comme relevés vers le sommet du prisme; de plus, ils sont colorés vers leurs bords de toutes les couleurs de l'iris, du moins vers leurs bords horizontaux, car les bords verticaux ne prennent point de couleurs nouvelles. Si le sommet du prisme était en bas, les phénomènes seraient inverses. En plaçant le prisme *verticalement*, les phénomènes se produisent alors *horizontalement* de droite à gauche et de gauche à droite, suivant la position du sommet du prisme. En variant ainsi les observations, on peut constater que la déviation a lieu vers le sommet du prisme perpendiculairement aux arêtes, et la coloration toujours parallèlement aux arêtes, c'est-à-dire que les objets ne sont colorés des nuances de l'iris que dans leurs bords qui se trouvent parallèles au prisme.

Secondement. Lorsqu'un trait de lumière solaire pénètre dans la chambre noire par une petite ouverture suivant la direction *v d* (*fig.* 170), si l'on interpose près du volet un prisme horizontal dont le sommet soit en haut, on observe de même une déviation et une coloration. Le trait est rabaissé vers la base du prisme dans la direction *p r*, et l'image du soleil, qui était en *d* circulaire et blanche, paraît en *r* allongée perpendiculairement aux arêtes du prisme et colorée des plus vives nuances de l'iris. Elle forme ce qu'on appelle le *spectre solaire*. Quant le sommet du prisme est en bas, la déviation se fait en haut avec les mêmes apparences; si le prisme est vertical ou incliné, elle se fait alors latéralement ou obliquement, et il est facile de vérifier par l'expérience qu'elle se fait toujours perpendiculairement aux arêtes du prisme.

Dans le chapitre suivant nous ferons l'analyse du spectre solaire, et, en général, de la coloration des faisceaux qui

traversent les prismes; pour le moment, nous allons nous occuper de leur déviation.

380. *Direction des rayons dans les prismes, et conditions de leur émergence.*—Les angles d'incidence et de réfraction étant toujours dans le même plan, il est clair que tous les rayons qui tombent dans une section principale accomplissent leur trajet sans sortir de cette section. Par conséquent, pour suivre la marche de ces rayons, il nous suffira de considérer l'angle ou le triangle qui forme la section du prisme.

Soit *as* (*fig.* 171) la première face d'un prisme de verre, et *a's* la seconde; *li* un rayon incident faisant avec la normale un angle *lin; ii'* et *i'e* le rayon réfracté et le rayon émergent qui en résultent. En passant de l'air dans le verre, le rayon *li* se brise et se rapproche de la normale; arrivé à la seconde face sous une certaine obliquité, il se brise de nouveau et repasse dans l'air en s'écartant de la normale; on conçoit que sa direction d'émergence *i'e* dépend de l'indice de réfraction de l'air par rapport au verre; de l'angle réfringent du prisme, et de l'angle d'incidence sur la première face. Ces quatre quantités sont en effet liées entre elles par une formule remarquable; mais, pour ne pas entrer ici dans une discussion mathématique trop compliquée, nous nous contenterons d'examiner les cas particuliers les plus importans.

Cherchons d'abord les conditions sous lesquelles l'émergence peut avoir lieu; car nous savons que la lumière qui est dans un milieu plus réfringent que l'air ne peut pas toujours en sortir pour repasser dans l'air, et qu'il y a pour son incidence un angle limite au-delà duquel se produit une réflexion totale.

Soit v cet angle limite, qui est pour le verre ordinaire d'environ 40° 30′, et g l'angle réfringent du prisme; nous examinerons seulement les cas où l'on a :

$$g = 2v, \; g = v \text{ et } g < v.$$

1° Si l'angle réfringent du prisme est double de l'angle limite, aucun des rayons qui sont entrés par la première face ne peut sortir par la seconde. En effet, le rayon qui est entré parallèlement à $a\,i$ (*fig.* 172) se réfracte suivant $i\,i'$ en faisant avec la normale un angle $i'\,i\,n' = v$. Donc $i\,i'$ est perpendiculaire à la ligne $s\,m$ qui divise l'angle réfringent du prisme en deux parties égales, car, d'après l'hypothèse, $m\,s\,i = v$. Ainsi, en arrivant à la seconde face, le rayon $i\,i'$ se présente sous l'angle limite et ne peut sortir, ou du moins il est le dernier de ceux qui peuvent sortir. Tout autre rayon incident tel que $l\,i$ donnerait un rayon réfracté $i\,i''$ qui serait plus oblique en arrivant à la seconde face et éprouverait nécessairement la réflexion totale.

2° Si l'angle réfringent est égal à l'angle limite, tous les rayons qui tombent entre la normale et la base du prisme peuvent sortir par la seconde face.

En effet, le rayon qui entre suivant la normale $n\,i$ (*fig.* 173) passe en droite ligne et arrive à la seconde face en faisant un angle $i\,i'\,n' = v$, car cet angle est complément de $i\,i'\,s$ qui est lui-même complément de l'angle réfringent $i'\,s\,i$ que nous avons supposé $= v$; donc ce rayon est le dernier de ceux qui peuvent sortir. Tous les rayons compris entre $a\,i$ et $n\,i$ tomberont sous une moindre obliquité et pourront émerger : au contraire, tous ceux qui tomberont dans l'angle $s\,i\,n$ entreront sous une obliquité plus grande et éprouveront à la seconde face une réflexion totale.

3° Quand l'angle réfringent est plus petit que l'angle limite, plusieurs des rayons qui tombent sur la première surface, entre la normale et le sommet, peuvent émerger à la seconde surface. Cela résulte évidemment de ce que nous venons de voir tout à l'heure; mais il est visible en même temps que jamais les rayons qui tombent suivant $s\,i$ ne peuvent émerger, puisqu'ils font avec la seconde surface un angle plus grand qu'avec la première dans l'intérieur du prisme, et celui-ci est déjà l'angle limite.

Pour faciliter l'application de ces principes, nous donnons dans le tableau suivant les indices de réfraction et les angles limites de plusieurs substances.

Noms des substances.	Indices de réfract.	Angles limites.	Noms des substances.	Indices de réfract.	Angles limites.
Chromate de plomb. .	2,926 —	19° 59'	Rubis	1,779 —	34° 12'
Diamant.	2,470 —	25 53	Topaze.	1,610 —	38 24
Soufre.	2,040 —	29 21	Flint.	1,600 —	38 41
Zircon.	2,015 —	29 45	Crown	1,555 —	40 45
Grenat.	1,815 —	33 27	Quartz.	1,548 —	40 15
Spinelle.	1,812 —	33 30	Alun.	1,457 —	43 21
Saphir.	1,768 —	34 26	Eau (liquide).	13,36 —	48 28

381. *De la déviation produite par les prismes, et particulièrement de la déviation minimum.*—Quand la condition d'émergence est remplie, les rayons sortent en effet par la seconde face et sont plus ou moins déviés de leur direction primitive. L'*angle de déviation* ou *la déviation* est l'angle que l'image directe fait avec l'image réfractée, quand l'objet est supposé infiniment loin : ainsi, $l\,i$ étant le rayon incident, et $i'\,c$ le rayon émergent (*fig.* 174), si l'on place l'œil en c assez loin du prisme, on pourra recevoir en même temps un pinceau dans la direction $o\,c\,i'$ et un pinceau dans la direction $o'\,c\,l'$, parallèle à $l\,i$; le premier fera voir l'objet par réfraction, le second le fera voir directement, et l'angle $i'\,c\,l' = d$ de ces deux images est la déviation; cet angle est évidemment égal à $b\,c\,l'$.

Il est facile de démontrer par le calcul que cette déviation change avec l'angle d'incidence, qu'elle a cependant un *minimum*, et que sa valeur *minimum* a lieu quand les angles d'incidence et d'émergence sont égaux entre eux (*fig.* 174), ou, ce qui revient au même, quand le rayon réfracté $i\,i'$ fait un triangle isocèle $i\,s\,i'$ avec les côtés du prisme, ou enfin quand l'angle de réfraction est $\frac{g}{2}$, g étant l'angle réfringent: en effet le triangle $s\,i\,i'$ étant isocèle, $\frac{g}{2}$ est complément de

$s\,i\,i'$, qui est lui-même complément de l'angle de réfraction correspondant. Cette position est remarquable et d'une grande utilité dans beaucoup d'expériences; il en résulte qu'en désignant par d l'angle de déviation *minimum*, par a l'angle d'incidence, et par g l'angle réfringent du prisme, on a :

$$d = 2a - g.$$

En effet, si l'on mène par le point c les lignes $c\,b$ et $c\,b'$, respectivement parallèles à sa et $s\,a'$, on a :

$$d = 180 - l'\,c\,b - g - b'\,c\,e,$$

et, comme $b'\,c\,o = l'\,c\,b = l\,i\,a = 90 - a$,

$$d = 180 - 180 + 2a - g,$$

ou $$d = 2a - g,$$

et par conséquent $$a = \frac{d+g}{2}.$$

Si l'on représente par n l'indice de réfraction de la substance, on a en général :

$$\frac{Sin.\,a}{Sin.\,b} = n,$$

et, puisque dans la position dont il s'agit on a

$$a = \frac{d+g}{2} \text{ et } b = \frac{g}{1},$$

il en résulte

$$\frac{Sin.\left(\frac{d+g}{2}\right)}{Sin.\,\frac{g}{2}} = n,$$

formule importante qui permet de trouver le rapport de réfraction n par la seule observation de la déviation *minimum* d, car il est toujours facile de déterminer l'angle réfringent g.

Voici la disposition générale des expériences.

382. *Recherche des indices de réfraction des solides et des liquides transparens.* — 1° Pour les *corps solides*, on en fait d'abord un prisme dont on mesure l'angle réfringent g avec le goniomètre. Ce prisme est ensuite disposé verticalement sur une petite plate-forme liée à la lunette supérieure d'un cercle répétiteur (*fig.* 174); cette plate-forme est mobile sur son plan autour d'un axe vertical. La lunette inférieure du même cercle est dirigée sur un point d'une mire éloignée et se fixe dans cette position ; ensuite, avec la lunette supérieure, on cherche à recevoir l'image réfractée du même point de la mire, ce qui sera toujours facile si le prisme est bien vertical. Dès que cette image vient tomber sous le fil de la lunette, on fait tourner en même temps le prisme au moyen de la plate-forme, et la lunette pour suivre l'image. Après quelques essais, on trouve la position de la déviation *minimum* dont la mesure est donnée par l'angle des lunettes. Cette valeur et la valeur connue de $\frac{g}{2}$ étant substituées dans la formule précédente, il n'y a plus d'inconnue que la valeur de n que l'on détermine aisément.

2° Pour les *liquides*, on suit exactement le même procédé, mais on leur donne la forme de prisme de la manière suivante: on perce un trou de part en part dans un prisme de verre (*fig.* 175), et un trou plus petit v dans sa base. Le premier se ferme en appliquant sur chaque face du prisme une petite plaque de verre à faces bien parallèles, ensuite on le remplit de liquide et l'on met en v un bouchon à l'émeri. On a coutume de faire sur la longueur d'un prisme solide cinq ou six prismes liquides.

Tableau des indices de réfraction.

NOMS DES SUBSTANCES.	INDICES de réfraction.	NOMS DES SUBSTANCES.	INDICES de réfraction.
Chrom. de plomb, *maxim.*	2.974	Flint-glass.	1.576
— *minim.*	2.500	— *autre espèce.* .	1.596
Diamant.	2.755	Quartz, *réf. extraordin.* .	1.558
Soufre fondu.	2.148	— *réf. ordinaire.* .	1.548
— natif.	2.115	Glace de Saint-Gobin. . .	1.545
Carbon. de plomb, *maxim.*	2.084	Crown-glass	1.534
— *minim.*	1.815	—	1.535
Rubis.	1.779	—	1.525
Feldspath	1.764	Sulfate de chaux	1.525
Chrysobéril	1.760	Nitre, *maximum.*	1.514
Nitrate de plomb.	1.758	— *minimum.*	1.555
Carb. de strontiane, *max.*	1.790	Sulfate de potasse.	1.509
— *min.*	1.545	—	1.495
Boracite.	1.701	Sulf. d'ammon. et de magn.	1.485
Verre coloré en orangé. .	1.695	Carbonate de potasse. . .	1.482
Sulfure de carbon.	1.678	Spermacéti fondu.	1.446
Aragonite, *réf. ordinaire.*	1.6951	Spath fluor.	1.456
— *réf. extraord.*	1.5548	Alcool.	1.574
Spath calcaire, *réf. ordin.*	1.6545	Albumine	1.560
— *réf. extr.*	1.4855	Éther	1.558
Sulfate de baryte	1.6468	Humeur aqueuse de l'œil .	1.557
— *réf. ordin.*	1.6201	Humeur vitrée.	1.559
— *réf. extr.*	1.6552	Enveloppe extérieure du cristallin	1.577
Topaze incolore.	1.6102	Enveloppe moyenne. . . .	1.579
— du Brésil, *réf. extr.*	1.6491	— centrale.	1.599
— — *réf. ord.*	1.6525	Cristallin entier.	1.584
Antydrite, *réf. extraord.*	1.6249	Eau.	1.556
— *réf. ordinaire.*	1.5772	Glace	1.510
Euclase, *extraordinaire.*	1.665	Air.	1.000276
— *ordinaire.* . . .	1.6429	Vide.	1.000000
Flint-glass.	1.60542		

383. *Du changement de valeur de l'indice de réfraction d'une substance quand le milieu qui l'environne change de nature, et de la vitesse de la lumière dans les différens milieux.* — Dans le tableau précédent, les indices de réfraction sont déterminés en supposant que la lumière passe immédiatement du vide dans chacune des substances; mais si la lumière passait, par exemple, de l'eau dans le verre, il est évident que l'indice de réfraction du verre par rapport à l'eau ne pourrait pas être le même que l'indice de réfraction du verre par rapport au vide, bien qu'il soit constant dans un cas comme dans l'autre. Soient n et n' les indices de

réfraction de deux substances par rapport au vide, l'indice de la seconde, par rapport à la première, est $\frac{n'}{n}$.

On peut démontrer cette vérité fondamentale par des expériences semblables à celles qui servent à déterminer, en général, les indices de réfraction; pour cela, il suffit d'accoler deux prismes de diverses substances, soit en opposant leurs angles, soit en les tournant dans le même sens (*fig.* 177), et d'observer la déviation que ce système imprime à la lumière. Les angles d'incidence et d'émergence étant connus ainsi que les angles réfringens des prismes et leurs indices de réfraction par rapport au vide, il sera facile de trouver par le calcul les angles $i\,m\,n$, et $i'\,m\,n'$ du rayon avec la surface commune, et de vérifier si leurs sinus sont entre eux comme les indices n et n'. On peut aussi employer deux lames parallèles superposées (*fig.* 178); alors on reconnaît par l'expérience que le rayon incident $l\,i$, et le rayon émergent $i'\,e$, sont toujours parallèles. Or, n et n' étant les indices de réfraction de la première et de la seconde substance par rapport au vide, on a :

$$\frac{Sin.\ a}{Sin.\ b} = n \text{ et } \frac{Sin.\ a'}{Sin.\ b'} = \frac{1}{n'}$$

a est l'angle $l\,i\,n$.

b.... l'angle $m\,i\,n' = i\,m\,p$.

a'... l'angle $m\,i'\,q = i'\,m\,p'$.

b'... l'angle $e\,i'\,q'$.

Et puisque $a = b'$, on en déduit :

$$\frac{Sin.\ a'}{Sin.\ b} = \frac{n}{n'} \text{ ou } \frac{Sin.\ i'\,m\,p'}{Sin.\ i\,m\,p} = \frac{n}{n'}$$

Donc, en passant du premier milieu dans le second, la lumière fait des angles tels que le rapport de leurs sinus est constant et égal au rapport des indices de ces milieux relativement au vide.

Il en résulte évidemment qu'un rayon de lumière qui

traverse un nombre quelconque de milieux à faces parallèles se trouve réfracté par le dernier de ces milieux, comme il l'aurait été s'il y fût entré immédiatement sous la même incidence. Ainsi, dans la figure 178, si un rayon tombait immédiatement sur le second milieu, en *m*, parallèlement à *l i*, il se réfracterait suivant *m i'* et émergerait comme il fait suivant *i' e*.

Nous démontrerons plus tard que la vitesse de propagation de la lumière est différente dans les différens milieux, et que le rapport de ses vitesses dans deux milieux quelconques est précisément le rapport inverse des indices de réfraction de ces milieux; par conséquent, la plus grande vitesse a lieu dans le vide, et la moindre dans le chromate de plomb, qui est le milieu le plus réfringent. En rapprochant ce résultat du précédent, on voit que, dans le même milieu, la lumière a toujours la même vitesse, quelle que soit la route qu'elle suive pour y arriver, et les réfractions qu'elle éprouve dans son trajet.

384. *Recherches du rapport de réfraction des corps opaques.* — Le phénomène de la réflexion totale dont nous avons parlé a conduit Wollaston à un procédé ingénieux pour déterminer l'indice de réfraction de certains corps opaques, et par suite leur puissance réfractive et leur pouvoir réfringent.

Concevons un prisme rectangulaire diaphane *a b d* (*fig.* 176), dont l'une des faces *a d* soit horizontale, et imaginons qu'une goutte de liquide soit immédiatement appliquée contre cette face en *i*; *n* est l'indice de réfraction du prisme et *n'* celui du liquide; *v v'* est une règle verticale sur laquelle on fait glisser un *voyant* ou une plaque percée d'un petit trou pour regarder dans la direction *o e* et dans d'autres directions plus ou moins obliques. Si le prisme est de crown-glass, dont l'indice soit de 1,535, l'angle limite sera 40° 39', et par conséquent le rayon qui aurait pénétré parallèlement à *a d* viendrait tomber sur *b d*, en faisant un angle de 90° — 40°.

$39' = 49^\circ\ 21'$, et ne pourrait sortir. Ainsi, en regardant par la face $b\ d$, on ne verra aucun des objets qui sont au delà de la face ad; seulement, par réflexion totale sur cette face, on pourra distinguer les objets qui sont au devant de $a\ b$. C'est en effet ce que l'expérience confirme, sur tous les points de $a\ d$ qui ne sont pas recouverts de liquide; mais là ou le liquide touche le verre il se produit un autre phénomène. La lumière qui vient dans diverses directions, telle que $l'\ i$, passe dans la goutte, sans éprouver de réflexion totale, et l'œil, placé dans la direction $o'\ e'$, aperçoit en i une tache noire comme si le *miroir* $a\ d$ était percé d'un trou. Cependant, à mesure que l'œil s'abaisse vers o, pour regarder par des rayons plus obliques, la goutte paraît moins noire, et enfin, *si le liquide est moins réfringent que le prisme*, il arrive qu'à une certaine obliquité telle que $o\ e$, par exemple, la goutte disparaît subitement, et la face $a\ d$ fait partout l'effet d'un miroir parfait. C'est en mesurant cette obliquité de disparition, ou l'angle $e\ o\ v$, que l'on peut déterminer l'indice n' du liquide qui mouille le prisme en i; en effet, cet angle étant connu, on en déduit son complément $o\ e\ p = a$. En substituant sa valeur et celle de n dans la relation,

$$\frac{Sin.\ a}{Sin.\ b} = n,$$

on en déduit l'angle $b = p'\ e\ i$, et par suite son complément $e\ i\ q = q\ i\ l$. Or, puisque c'est sous cette obliquité que la goutte commence à disparaître, il est clair que le rayon $l\ i$ est le rayon limite, c'est-à-dire celui qui, en passant dans le liquide, donne un rayon émergent parallèle à $a\ d$; on a donc :

$$\frac{Sin.\ 90^\circ}{Sin.\ l\ i\ q} = \frac{n}{n};\ \text{d'où}\ n' = n\ Sin.\ l\ i\ q.$$

On peut donner une autre forme à cette valeur inconnue de n' en l'exprimant directement au moyen de l'angle ob-

servé $c\ o\ p$, que nous désignerons par v. On aurait alors :

$$n'^2 = n^2 - Cos.\ ^2v.$$

Cette formule est celle qui convient aux corps diaphanes que l'on met en contact avec le prisme : mais, quand ces corps sont opaques, l'on se sert de cette autre formule,

$$n'^2 = n^2 - 2\ Cos.^2\ v.$$

Les raisonnemens que nous avons faits pour démontrer la première ne s'appliquent nullement à la seconde, et s'il est nécessaire de l'adopter pour les corps opaques comme la théorie de l'émission l'indique, il est nécessaire aussi de trouver dans la théorie des ondulations des raisonnemens qui la justifient, car ceux que je pourrais donner ici me semblent insuffisans.

385. *De la puissance réfractive et du pouvoir réfringent.*— On est convenu d'appeler *puissance réfractive* d'une substance le carré de son indice de réfraction diminué de l'unité, ou $n^2 - 1$. Cette définition n'est pas purement arbitraire comme elle le paraît d'abord : la quantité $n^2 - 1$ a reçu un nom particulier, parce qu'elle a une liaison simple et remarquable avec la cause de la réfraction dans le système de l'émission ; elle est l'accroissement du carré de la vitesse que prend la lumière en passant du vide dans les diverses substances ; car, dans ce système, on est inévitablement conduit à supposer que la lumière augmente de vitesse en passant dans les milieux plus réfringens. Dans le système des ondulations, cette même quantité dépend des divers degrés de condensation de l'éther.

La puissance réfractive peut être évaluée d'une manière absolue ou d'une manière relative : par exemple, 1,326 et 0,785 sont les puissances réfractives absolues du verre et de l'eau, ou les valeurs de $n^2 - 1$ correspondant à ces substances ; mais, en divisant le premier de ces nombres par le second, l'on aurait 1,690, qui serait la puissance réfractive du verre par rapport à celle de l'eau.

Le *pouvoir réfringent* d'une substance est le quotient de sa puissance réfractive par sa densité. Ainsi le pouvoir réfringent du verre ordinaire est 0,533, et celui de l'eau 0,785; et, si l'on voulait évaluer le premier par rapport au second, c'est-à-dire en prenant le second pour unité, il faudrait diviser 0,533 par 0,785, ce qui donnerait 0,679 pour le pouvoir réfringent du verre rapporté à l'eau.

Quand une substance se dilate ou se condense soit par une action mécanique, soit par la chaleur, son indice de réfraction change ainsi que sa densité; mais il paraît que son pouvoir réfringent reste sensiblement constant, sous la seule condition que cette substance ne passe pas à l'état gazeux, car nous verrons bientôt que dans ce cas le pouvoir réfringent éprouve une diminution sensible.

386. *Recherche de l'indice de réfraction des gaz, de leur puissance réfractive et de leur pouvoir réfringent.* — Pour déterminer l'indice de réfraction de l'air, on pourrait faire passer la lumière du vide dans un prisme d'air d'un angle connu; mais l'expérience inverse offre plus de facilités : on fait passer le rayon au travers d'un prisme vide environné d'air; et l'indice de réfraction se détermine encore comme dans les solides et les liquides, c'est-à-dire par la connaissance de l'angle réfringent du prisme, de l'incidence de la lumière sur sa première face, de l'émergence à la seconde et de la déviation, en ajoutant à ces données la température et la pression de l'air environnant. L'indice de réfraction de l'air une fois trouvé, on arrive par des expériences analogues à l'indice des différens gaz pour des températures et des pressions connues. Cette question délicate et importante a été traitée par MM. Arago et Biot en 1805, et par M. Dulong en 1825. Nous essaierons seulement de donner ici une analyse des procédés qui ont été employés par ces habiles physiciens, et des résultats auxquels ils sont parvenus.

MM. Arago et Biot employaient un *prisme à gaz* qui est représenté vu par en haut dans la figure 180. Il se compose

d'un tube de verre $t\,t'$ de 20 à 30 centimètres de longueur sur 4 à 5 centimètres de diamètre, dont les deux extrémités sont d'abord coupées en sifflet, suivant les directions $t\,f$ et $t'\,f'$, et ensuite recouvertes et fermées hermétiquement par des lames de verre à faces parallèles. L'angle que ces lames forment entre elles est l'angle du prisme, il doit être très grand à cause de la faible refringence du gaz; dans l'appareil de MM. Arago et Biot, il était de 143° 7′ 28″. Au milieu de la longueur du tube, et parallèlement aux faces du prisme, on pratique deux ouvertures opposées pour introduire ou enlever à volonté, au moyen d'une machine pneumatique, le gaz que l'on veut soumettre à l'expérience. Les petits tubes qui sont scellés dans ces ouvertures sont munis de robinets convenables, et communiquent à un baromètre qui donne à chaque instant la pression du gaz intérieur.

Supposons que le prisme soit vide, que son arête soit verticale, et qu'il ait été disposé pour l'expérience en un lieu d'où l'on puisse apercevoir une mire très éloignée (*fig.* 180) : l'observateur, placé en o, verra une image directe $o\,l$ de cette mire, et une image réfractée $o\,c$; l'angle $l\,o\,c$ sera la déviation; cet angle devra être observé avec une grande exactitude, car il s'élèvera seulement à 5 ou 6 minutes; avec cette donnée et l'angle réfringent du prisme, on pourra trouver l'indice de réfraction par la formule précédente si l'on a choisi la position du minimum : seulement, il faudra faire les corrections nécessaires, soit à cause de l'air qui reste dans le prisme, soit à cause du défaut de parallélisme des lames qui en forment les faces.

Par des expériences précises et souvent répétées, MM. Biot et Arago ont établi qu'à la température de 0, et sous la pression de $0^{m},76$, l'indice de réfraction de l'air, par rapport au vide absolu, est de 1,000294, et sa puissance réfractive est par conséquent 0,000588. Ce résultat se trouve parfaitement conforme à celui que Delambre avait déduit des réfractions astronomiques.

L'indice de réfraction de l'air une fois connu, on fait passer dans le prisme les gaz que l'on veut soumettre à l'expérience, et, après avoir observé la déviation qu'ils produisent, il reste à faire les calculs convenables pour en déduire soit les indices de réfraction, soit les puissances réfractives. MM. Arago et Biot ont soumis à l'expérience l'air, l'oxigène, l'hydrogène, l'azote, l'ammoniaque, l'acide carbonique et l'acide hydrochlorique ; et ils ont établi ce principe fondamental, que *les puissances réfractives d'un gaz sont proportionnelles à sa densité*, ou, ce qui revient au même, que *le pouvoir réfringent d'un gaz est constant à toute température et à toute pression.* Ce principe est encore vrai, quand les gaz se *mélangent* d'une manière quelconque, c'est-à-dire que la puissance réfractive d'un mélange est égale à la somme des puissances réfractives de ses élémens. Mais nous allons voir, d'après les recherches de M. Dulong, que toutes les fois que les gaz se *combinent*, la puissance réfractive du produit cesse d'être égale à la somme des puissances réfractives des composans.

M. Dulong s'est principalement proposé de comparer entre elles les puissances réfractives des gaz à la même température et sous la même pression, et l'artifice ingénieux qu'il a employé pour y parvenir lui a permis de donner à ses résultats un degré d'exactitude véritablement inespéré dans des recherches aussi délicates. Cet artifice consiste à donner aux différens gaz une densité telle qu'ils impriment tous exactement la même déviation à la lumière ; pour cela, un prisme analogue au précédent, ayant un angle de 145° environ, communique à un réservoir *r* (*fig.* 179) dans lequel on peut d'une part faire le vide au moyen de la machine pneumatique, et de l'autre introduire un gaz quelconque en variant à volonté les pressions. L'on fait, par exemple, une première expérience en introduisant dans le prisme de l'air sec sous la pression ordinaire et à une température connue ; avec une bonne lunette placée à quelque distance, on regarde l'image

d'une mire éloignée réfractée au travers du prisme ; cela fait, on fixe la lunette dans cette position, on vide le prisme bien complétement, sans le déranger, et l'on y introduit un autre gaz, de l'acide carbonique, par exemple, en variant la pression jusqu'à l'instant où l'image réfractée de la mire vient tomber de nouveau sous le fil de la lunette. La température étant restée la même, supposons que la pression de l'acide carbonique dans le prisme soit alors de 0,498 : sous cette pression, l'acide carbonique déviant la lumière autant que l'air à 0,76, il est évident qu'il a le même indice de réfraction et la même puissance réfractive, et, puisque les puissances réfractives sont proportionnelles aux densités, on aura :

$$1 : x :: 0{,}498 : 0{,}76 ;$$

d'où $x = 1{,}526$, qui sera la puissance réfractive de l'acide carbonique sous la pression de 0,76 et à la même température que l'air.

Par des expériences analogues sur tous les gaz simples ou composés, on obtiendra, comme on le voit, leurs puissances réfractives relativement à l'air au moyen d'une simple proportion.

Les résultats de M. Dulong sont contenus dans le tableau suivant :

Tableau des puissances réfractives des gaz et de leurs indices de réfraction à 0° et 0m 76.

Noms des gaz.	Puiss. réfract. par rapport à l'air.	Puissances réfract. absolues.	Indices de réfraction.
Air atmosphérique.....	1.000	0.000589	1.000294
Oxigène.....	0.924	0.000544	1.000272
Hydrogène.....	0.470	0.000277	1.000138
Azote.....	1.020	0.000601	1.000300
Ammoniaque.....	1.309	0.000771	1.000385
Acide carbonique.....	1.526	0.000899	1.000449
Chlore.....	2.623	0.001545	1.000772
Acide hydrochlorique....	1.527	0.000899	1.000449

Noms des gaz.	Puiss. réfract. par rapport à l'air.	Puissances réfract. absolues.	Indices de réfraction.
Oxide d'azote.....	1.710	0.001007	1.000503
Gaz nitreux	1.030	0.000606	1.000303
Oxide de carbone.....	1.157	0.000681	1.000340
Cyanogène	2.832	0.001668	1.000834
Gaz oléifiant.....	2.302	0.001356	1.000678
Gaz des marais.....	1.504	0.000886	1.000443
Éther muriatique.....	3.720	0.002191	1.001095
Acide hydrocyanique.....	1.531	0.000903	1.000451
Gaz oxi-chloro-carb.....	3.936	0.002318	1.001159
Acide sulfureux.....	2.260	0.001331	1.000665
Hydrogène sulfuré.....	2.187	0.001288	1.000644
Éther sulfurique.....	5.197	0.003061	1.00153
Soufre carburé.....	5.110	0.003010	1.00150
Hydrogène protophosph..	2.682	0.001579	1.000789

Les nombres de la première colonne sont le résultat direct de l'expérience ; en les multipliant par 0,000589, qui exprime la puissance réfractive de l'air, on obtient les nombres de la deuxième colonne, ou n^2—1 ; ensuite, pour obtenir les indices de réfraction, il suffit d'ajouter l'unité et d'extraire la racine carrée.

En comparant ces nombres, on en peut tirer les conséquences suivantes :

1° On ne découvre aucun rapport entre les nombres qui représentent les puissances réfractives des gaz et ceux qui représentent leurs densités ; car ces nombres croissent tantôt dans un même ordre, tantôt dans un ordre inverse.

2° La puissance réfractive d'un mélange est égale à la somme des puissances réfractives de ses élémens. Par exemple, l'air étant composé de 0,21 d'oxigène et 0,79 d'azote, on trouve que la somme des puissances réfractives des élémens est 0,99984, qui diffère très peu de l'unité. M. Dulong a fait aussi des expériences directes sur plusieurs mélanges artificiels, pour vérifier ce résultat qui servait de principe à ses recherches.

3° La puissance réfractive d'un composé gazeux est tantôt plus petite, tantôt plus grande que la somme des puissances réfractives des composans. C'est en effet ce qui

résulte du tableau suivant dans lequel la première colonne représente les puissances réfractives observées, et la seconde les puissances réfractives calculées d'après les élémens constitutifs en tenant compte des condensations qu'ils éprouvent.

Puissances réfractives des fluides élastiques composés.

La puissance réfractive de l'air = 1.

Noms des gaz.	Puiss. réfract. observées.	Puiss. réfr. calculées.	Excès de l'obs. sur le calcul.
Ammoniaque.....	1.309	1.216	+ 0.093
Oxide d'azote.....	1.710	1.482	+ 0.228
Gaz nitreux.....	1.030	0.972	+ 0.058
Eau	1.000	0.933	+ 0.067
Gaz chlor-oxi-carb.....	3.936	3.784	+ 0.015
Éther muriatique.....	3.720	3.829	— 0.099
Acide hydrocyanique	1.521	1.651	— 0.130
Acide carbonique.....	1.526	1.629	— 0 093
Acide hydrochlorique.....	1.527	1.547	— 0.020

Les différences sont trop sensibles pour qu'on puisse les attribuer à des erreurs d'observation, et il est impossible de supposer qu'elles tiennent à un défaut de pureté dans les gaz, parce que l'on connaît l'habileté de M. Dulong et la scrupuleuse exactitude qu'il apporte dans ses préparations.

4° Le pouvoir réfringent d'une substance à l'état liquide est plus grand que le pouvoir réfringent de la même substance à l'état gazeux. Ce principe, qui avait été autrefois établi sur des expériences directes par MM. Arago et Petit (*Ann. de chim. et de phys.*, t. 1, pag. 1), se trouve de nouveau confirmé par les résultats de M. Dulong. En effet, le pouvoir réfringent du carbure de soufre par rapport à l'air est égal à sa puissance réfractive par rapport à l'air, 5,179, divisée par sa densité 2,644, ce qui donne 1,932 ; le carbure de soufre liquide a une densité 1,263, et son indice de réfraction est 1,678, sa puissance réfractive absolue est donc 1,816, et son pouvoir réfringent absolu 1,438. Mais l'air ayant une puissance réfractive absolue de 0,000588 et une densité par rapport à l'eau de 0,001299, son pouvoir réfringent absolu est 0,453. Par conséquent le pouvoir ré-

fringent du carbure de soufre liquide par rapport à l'air est 1,438 divisé par 0,453 ou 3,176. Ainsi le carbure de soufre a un pouvoir réfringent plus grand que 3 à l'état liquide, et plus petit que 2 à l'état gazeux.

LENTILLES.

387. *Propriétés générales des lentilles.* Les lentilles sont des corps diaphanes, qui ont la propriété d'augmenter ou de diminuer la convergence des faisceaux de lumière qui les traversent.

Nous ne devons étudier ici que les *lentilles sphériques*, c'est-à-dire celles dont les surfaces sont des plans ou des sphères, parce qu'elles sont à peu près les seules qui entrent dans la composition des divers instrumens d'optique; au reste les lentilles *elliptiques, paraboliques, cylindriques*, etc., présentent des résultats analogues.

En combinant de toutes les manières possibles les surfaces planes et sphériques on ne peut former que six lentilles différentes.

La première (*fig.* 181) est la lentille *bi-convexe*, formée de deux surfaces sphériques, convexes, dont les rayons sont égaux ou inégaux.

La deuxième (*fig.* 182) est la lentille *plan-convexe*.

La troisième (*fig.* 183) est le *ménisque convergent*; elle est formée par deux surfaces sphériques, l'une concave et l'autre convexe, le rayon de la première étant plus grand que le rayon de la seconde.

La quatrième (*fig.* 184) est la lentille *bi-concave*.

La cinquième (*fig.* 185) est la lentille *plan-concave*.

La sixième enfin (*fig.* 186) est le *ménisque divergent*; elle est formée par deux surfaces sphériques, l'une concave et l'autre convexe, le rayon de la première étant plus petit que le rayon de la seconde.

Les trois premières sont à *bords tranchans* et *convergentes*.

Les trois dernières sont à *bords larges* et *divergentes*.

L'axe d'une lentille est la ligne mathématique $c\ c'$ qui joint les deux centres de courbure de ses deux surfaces; pour les lentilles plan-concaves et plan-convexes, l'axe $c\,p$ est la perpendiculaire abaissée du centre de courbure sur le plan.

Pour démontrer que les lentilles ont des *foyers, réels* ou *virtuels*, nous prendrons d'abord une lentille d'une épaisseur indéfinie tournant sa convexité vers un point lumineux s, situé sur son axe. Soit $s\,d$ (*fig.* 187) un rayon incident, $c\ d$ la normale au point d'incidence, et $d\ t$ le rayon réfracté qui vient couper l'axe au point t; désignons par x, y, z, les angles qui ont leurs sommets aux points s, c, t et qui s'appuient sur l'arc $a\,d$; par b, r, m les distances de ces points au point a, c'est-à-dire $a\,s$, $a\ c$, $a\ t$; enfin, par p et q, les angles d'incidence et de réfraction $s\ d\,p$ et $c\,d\,t$. Tous ces angles sont supposés assez petits pour qu'on puisse les prendre pour leurs sinus ou pour leurs tangentes, et, en représentant par n l'indice de réfraction de la substance de la lentille, il est facile de voir que l'on a d'abord :

$$\sin.\ p = n \sin.\ q \text{ ou } p = n\,q\,;\ p = x + y\,;\ y = z + q.$$

En éliminant p et q au moyen de ces trois relations, l'on obtient :

$$x + n\,z = y\,(n - 1),$$

qui devient

$$\frac{a\,d}{b} + \frac{n.\,a\,d}{m} = \frac{a\ d}{r}\,(n - 1) \text{ ou } \frac{1}{b} + \frac{n}{m} = \frac{n - 1}{r}$$

lorsqu'on substitue les tangentes au lieu des angles, puisque l'arc $a\,d$ peut être considéré comme une ligne droite perpendiculaire à $a\,s$.

Ce résultat étant indépendant des angles d'incidence et de réfraction, il en résulte que sous les conditions que nous avons admises, tous les rayons émanés du point s, qui tombent sur la lentille, vont ensuite après la réfraction se couper au

même point t de l'axe à une distance m. Il y a donc là un *foyer* par réfraction, et ce foyer sera *réel* s'il est réellement le point de concours des rayons, et *virtuel* s'il est seulement le point de concours de leur prolongement.

Il paraît facile de discuter la formule précédente dans toute sa généralité, mais, pour en faire mieux apprécier les résultats, nous la discuterons en supposant que la lentille soit de verre: alors, n étant égal à $\frac{3}{2}$, cette formule devient :

$$\frac{1}{b} + \frac{3}{2\,m} = \frac{1}{2r}.$$

1° Pour $b = \infty$, on a $m = 3\,r$; c'est-à-dire que si le point lumineux est à l'infini, ou si les rayons incidens sont parallèles à l'axe, le point de concours a lieu à une distance qui est triple du rayon de courbure de la lentille. De plus, la valeur de m étant positive, le foyer est réel.

2° Pour $b = 2\,r$, on a $m = \infty$; c'est-à-dire que le point lumineux se rapprochant depuis l'infini jusqu'à $2\,r$, le foyer s'éloigne depuis $3\,r$ jusqu'à l'infini.

3° Pour $b < 2r$, on a pour m une valeur *négative* ; c'est-à-dire qu'alors le foyer est *virtuel*, la lentille n'est plus assez efficace pour rendre ses rayons convergens dans son intérieur ; ils restent alors divergens, et c'est leur prolongement qui va concourir sur l'axe, mais en dehors de la lentille et au delà du point s, comme il est facile de le voir.

4° Si l'on donne à b des valeurs négatives, cela signifie que les rayons incidens sont déjà en état de convergence, et les valeurs que l'on en déduit pour m donnent le nouveau point de convergence plus rapproché que la réfraction leur donne dans l'intérieur de la lentille; on peut le vérifier par des applications numériques ou par des constructions graphiques.

Nous avons trouvé la formule précédente en supposant la lentille convexe du côté du point lumineux; mais il est facile de voir, par une construction directe, que, pour l'ap-

pliquer à une lentille concave, il suffit de changer le signe de r, en conservant la condition que les valeurs positives de m indiquent ses foyers réels.

Ces principes posés, nous pouvons examiner maintenant ce qui arrive aux lentilles ordinaires, à deux surfaces courbes, dont l'épaisseur peut être négligée.

Soit un point lumineux s (*fig.* 188) situé sur l'axe d'une lentille biconvexe; si cette lentille avait une épaisseur indéfinie, la distance b' du point de concours des rayons incidens serait donnée par la formule

$$\frac{1}{b} + \frac{n}{b'} = \frac{n-1}{r},$$

b, n et r étant les mêmes que tout à l'heure; mais, presque au sortir de la première surface, les rayons réfractés vont rencontrer la deuxième pour passer du verre dans l'air, et leur nouveau point de concours aura lieu à une distance m donnée par la formule

$$-\frac{1}{b'} + \frac{n'}{m} = \frac{n'-1}{r'},$$

dans laquelle r' est le rayon de courbure de la deuxième surface, et n' l'indice de réfraction du verre par rapport à l'air, en sorte que $n' = \frac{1}{n}$; sur quoi il faut faire remarquer que le premier terme est ici affecté du signe *moins*, parce que b' a nécessairement des valeurs de signes contraires, lorsqu'on le considère par rapport à la première ou par rapport à la deuxième surface de la lentille.

En éliminant b' entre ces deux équations, et en mettant $\frac{1}{n}$ au lieu de n', on arrive à la relation suivante :

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{m} = \frac{n-1}{r} - \frac{n-1}{r'},$$

qui donne m au moyen de b, r, r' et n : suivant que la valeur

de m est positive ou négative, le foyer est réel ou virtuel.

Si l'on suppose $b=\infty$, et si l'on désigne par f la valeur correspondante de m, il en résulte

$$\frac{1}{f}=\frac{n-1}{r}-\frac{n-1}{r'}.$$

Cette valeur de f, ou la distance focale des rayons parallèles, est ce que l'on appelle la *distance focale principale* d'une lentille. On est alors conduit aux deux équations

$$f=\frac{rr'}{(n-1)\,(r'-r)},\ \frac{1}{m}=\frac{1}{f}-\frac{1}{b}$$

qui renferment toute la théorie des lentilles.

En discutant la première, il est facile de voir que la valeur de f est toujours positive pour les lentilles convergentes, et toujours négatives pour les lentilles divergentes; d'où il suit que le *foyer principal* est *réel* pour les premières, et *virtuel* pour les dernières. En effet,

Lentille bi-convexe, $r=+$, $r'=-$, $f=+$
Plan-convexe, $r=+$, $r'=\infty$, $f=+$
Ménisque convergent, $r=+$, $r'=+$, $f=+$ parce que $r'>r$
Lentille bi-concave, $r=-$, $r'=+$, $f=-$
Plan-concave, $r=-$, $r'=\infty$, $f=-$
Ménisque convergent, $r=-$, $r'=-$, $f=-$ parce que $r'>r$

Quant aux valeurs absolues de f, il est facile de les calculer, lorsqu'on connaît r, r' et n. Réciproquement, f et n étant donnés, on peut déterminer le rapport des deux rayons de courbure.

En discutant la seconde des équations précédentes, on voit que

$$\begin{array}{ll} b=\infty \text{ donne } & m=f \\ b=2f & m=2f \\ b=f & m=\infty \\ b=\frac{f}{2} & m=-f \end{array}$$

résultats qu'il est facile d'interpréter d'après ce que nous avons dit précédemment à l'occasion des miroirs, et qu'il est facile aussi de vérifier par l'expérience, soit au moyen de la lumière solaire, soit au moyen de la lumière d'une bougie.

Dans ce qui précède nous n'avons considéré que des points lumineux situés sur l'axe de la lentille, mais nous allons faire voir que les mêmes formules s'appliquent aussi aux points qui sont situés hors de l'axe, sous la condition que les *axes secondaires* correspondans ne fassent que des angles très petits avec l'axe principal; on appelle axe secondaire la ligne menée par le centre de la lentille et par un point quelconque, pris hors de l'axe principal. Soit s (*fig.* 189) un point lumineux, $s\ a\ t$ l'axe secondaire correspondant, $s\ d$ et $s\ d'$ des rayons arrivant à la lentille et réfractés par elle; tous ces rayons viennent concourir au même point t de l'axe secondaire, et les distances $a\ s$ et $a\ t$ que nous désignerons par b et m sont liées entre elles par la relation:

$$\frac{1}{b}+\frac{1}{m}=\frac{1}{f},$$

f étant la distance focale principale de la lentille. En effet, rapportons les points s et t en s'' et t'', en sorte que l'on ait aussi $a\ s''=b$, $a\ t''=m$, les triangles $a\ s\ s''$, $a\ t\ t''$ pourront alors être considérés comme des triangles rectangles en s'' et en t''. Considérons le rayon incident $s\ d$ et son rayon émergent $d\ t$: soient s' et t les points où ils coupent l'axe, b' et m' les distances correspondantes $a\ s'$ et $a\ t'$; ces distances sont évidemment soumises à l'équation:

$$\frac{1}{b'}+\frac{1}{m'}=\frac{1}{f};$$

et, si la première équation est vraie, comme nous l'avons admis, il en résultera:

$$\frac{1}{b}+\frac{1}{m}=\frac{1}{b'}+\frac{1}{m'}.$$

Or, il est facile de voir que cette équation est en effet exacte, car en désignant par v l'angle des deux axes, par x' et z' les angles $d\ s'\ a$, $d\ t'\ a$, on a

$$tang.\ x' = \frac{a\ d}{b} \quad tang.\ x' = \frac{s\ s'}{b - b'} \quad tang.\ z' = \frac{t\ t'}{m' - m}$$

$$tang.\ z' = \frac{a\ d}{m'} \quad tang.\ v = \frac{s\ s'}{b} \quad tang.\ v = \frac{t\ t'}{m}$$

d'où $\frac{tang.\ x'}{tang.\ z'} = \frac{m'}{b'}$ $\frac{tang.\ x'}{tang.\ v} = \frac{b}{b - b'}$ $\frac{tang.\ z'}{tang.\ v} = \frac{m}{m' - m}$

En égalant les deux valeurs de $\frac{tang.\ x'}{tang.\ z'}$ qui résultent de ces trois dernières équations, l'on a

$$\frac{b\ (m' - m)}{m\ (b' - b')} = \frac{m'}{b'}, \text{ d'où } \frac{1}{b} + \frac{1}{m} = \frac{1}{b'} + \frac{1}{m'},$$

ce qui démontre l'exactitude de l'équation

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{m} = \frac{1}{f}$$

appliquée à l'axe secondaire $s\ a\ t$.

Le *champ de la lentille* est mesuré par l'angle que peuvent faire les axes secondaires sans cesser de donner des images suffisamment exactes.

Tandis que l'*ouverture de la lentille* est l'angle sous lequel elle est vue du foyer principal, cet angle ne peut pas, en général, dépasser 10 ou 12°. Quand cet angle est plus grand, il y a *aberration de sphéricité*, c'est-à-dire que les rayons qui tombent vers les bords de la lentille ne concourent plus exactement avec ceux qui passent près du centre.

Il résulte de ce qui précède qu'un objet $s\ s'$ (*fig.* 190), qui serait compris dans le champ de la lentille et placé sur la surface d'une sphère ayant son centre en a, donnerait une image renversée très nette sur la surface $t\ t'$ d'une autre sphère ayant le même centre. Ainsi, les objets font des images au foyer des lentilles comme au foyer des miroirs, et,

vus du centre optique de la lentille, l'image et l'objet sont vus sous le même angle. Soit v cet angle, g et g' les grandeurs absolues de l'objet et de son image, il est facile de voir que l'on a :

$$g' = m \, tang. \, v, \text{ d'où } g' = \frac{bf}{b-f} \, tang. \, v.$$

Lorsque les objets sont très éloignés, b est très grand par rapport à f, et la formule devient

$$g' = f \, tang. \, v.$$

Ainsi, l'angle moyen du soleil étant de 31′, son image a 9 millimètres au foyer d'une lentille de 1 mètre de distance focale principale.

Quand les objets ne sont pas très éloignés, on peut remplacer $tang. v$ par sa valeur $\frac{g}{b}$, et la formule devient :

$$g' = \frac{gf}{b-f} \text{ ou } g' = g \, \frac{m}{b}$$

Il serait inutile de chercher ici les foyers des lentilles cylindriques, nous avons seulement représenté une de ces lentilles dans la figure 192 pour montrer que l'image d'un faisceau parallèle est sensiblement une ligne droite parallèle à l'axe du cylindre.

388. *Lentilles de Fresnel.* — Fresnel est parvenu à construire des lentilles de diverses formes au moyen desquelles la lumière des phares est projetée sur la mer à la distance de douze ou quinze lieues, avec assez d'éclat pour indiquer aux navigateurs leur position précise, et signaler ainsi les écueils ou les dangers de la côte. Cette application a une si haute importance, et elle a été faite avec tant de succès, qu'il nous a semblé nécessaire d'en donner ici une idée. La figure 195 représente une *lentille annulaire* coupée par le milieu ; elle se compose d'un segment de sphère a autour duquel on dispose plusieurs anneaux b, c, d, dont

on voit la coupe b', c', d' (*fig.* 194). La figure courbe de ces anneaux est calculée pour que chacun d'eux ait le même foyer f que le segment a; en sorte qu'un fanal étant placé en f, toute la lumière émise sur la lentille par chaque point forme, après l'avoir traversée, un large faisceau qui est presque parallèle, car il le serait rigoureusement si tous les points lumineux du fanal pouvaient être rigoureusement à la distance focale principale. L'affaiblissement de l'intensité n'ayant lieu qu'à raison de la divergence des rayons d'un même faisceau, et à raison aussi de la divergence des axes des différens faisceaux, il en résulte qu'il est ici peu considérable, et qu'on peut éclairer par conséquent à une distance très grande. On pourrait croire au premier abord que des lentilles ordinaires donneraient le même avantage; mais, comme nous l'avons remarqué, les lentilles ordinaires ne peuvent avoir qu'une ouverture de 12 ou 15°, tandis que les anneaux de la lentille de Fresnel sont calculés pour que son ouverture puisse atteindre plus de 40 degrés; en sorte qu'elles ramènent dans la même direction neuf fois plus de lumière, sans compter qu'étant beaucoup plus minces, elles en absorbent beaucoup moins. C'est d'après ces principes, mais en variant les formes des verres réfringens, et en leur imprimant des mouvemens de rotation réguliers, que Fresnel a fondé un nouveau système d'éclairage dont la supériorité est maintenant reconnue par toutes les puissances maritimes de l'Europe. Nous indiquerons seulement la construction des *feux de ports* et celle des *feux tournans* du premier ordre. La figure 196 représente un *feu de port*. La lumière est donnée par une lampe d'argent qui brûle 45 grammes d'huile à l'heure; la mèche a deux centimètres de diamètre, et la flamme 5 centimètres de hauteur. Tous les rayons sont ramenés dans la direction horizontale, soit par réfraction, soit par réflexion. Le système réfringent se compose de cinq anneaux superposés n, dont la surface extérieure a une courbure convenable, et le système réfléchis-

sant se compose de huit anneaux prismatiques *p*, cinq en haut et trois en bas, taillés et disposés de telle sorte que la lumière éprouve sur leurs grandes faces une réflexion totale, tandis qu'elle entre et sort par les autres faces sous une petite obliquité. Par cette combinaison, toute la lumière est ramenée dans une couche presque horizontale et d'une petite épaisseur, et elle se projette avec le même éclat vers tous les points de l'horizon. Mais, par un système additionnel mobile, qui est représenté en *m* sur l'élévation et sur le plan (*fig.* 197), Fresnel produit des *éclats* périodiques qui se renouvellent régulièrement, par exemple, trois fois par minute. Ce système mobile se compose de deux lentilles cylindriques verticales supportées par le plateau *z*, qui est mis en mouvement par un poids au moyen des engrenages *y*; le plateau lui-même repose sur des galets *e* qui empêchent les frottemens; les lentilles *m* ont aussi leur foyer au milieu de la flamme, et, par leur construction, chacune d'elles ramène dans un seul faisceau parallèle une portion considérable de la lumière. Ainsi, il y a deux segmens de l'horizon qui sont beaucoup plus éclairés que le reste; l'observateur qui se trouve sur un de ces points reçoit une vive lumière, mais, la lentille qui lui donne cet éclair continuant son mouvement de rotation, il y a un instant d'éclipse jusqu'à ce que la lentille suivante ait été ramenée dans cette direction. On comprend combien il importe de varier les effets de cette nature, et pour porter plus loin la lumière, et pour que les feux voisins sur une même côte puissent être distingués les uns des autres par les périodes différentes de leurs éclipses et de leurs éclats.

Pour les feux d'un ordre plus élevé, les distances focales doivent être plus grandes, et il serait trop difficile de travailler des anneaux de verre d'un diamètre suffisant; alors on y supplée en composant le système réfringent fixe de lentilles cylindriques horizontales pareilles à celle qui est représentée dans les figures 198, 199 et 200. Ces lentilles, au nombre de 32, sont ajustées de manière à former un prisme

à 32 pans qui remplace le système circulaire précédent.

La figure 191 représente un feu tournant du premier ordre. Ici, la lumière est produite par 4 mèches concentriques qui brûlent 750 grammes d'huile par heure. Le système réfléchissant est fixe, et le système réfringent entièrement mobile. Le premier se compose de miroirs de verre étamés; ils sont disposés en *m*, comme on le voit sur la figure, formant 8 étages supérieurs et 5 étages inférieurs. Pour former le cercle de chaque étage, on emploie des pièces pareilles, en nombre plus ou moins grand; chaque pièce est travaillée de manière à présenter la courbure de la sphère osculatrice d'un paraboloïde de révolution, ayant la flamme pour foyer, et une ligne horizontale pour axe, comme on le voit dans la figure 193. Toute la lumière qui tombe sur les miroirs est donc réfléchie horizontalement. Le système réfringent est formé de 8 lentilles annulaires *a* pareilles à celle de la figure 195, portées au moyen de tiges de fer sur le plateau *z*, qui est mis en mouvement comme dans le cas précédent.

Le tableau suivant contient les principaux résultats relatifs aux feux des différens ordres.

Ordre des feux.	Nombre des mèches.	Quantité d'huile consommée en une heure.	Hauteur de la flamme.	Diamètre de la flamme.	Portée des feux.
1.	4	750 gr.	9 cent.	9 cent.	9 à 15 lieues
2.	3	460	8	7.	7 à 9 —
3.	2	195	7	4, 5.	5 à 7 —
4.	1	45	5	2.	3 à 5 —

On sait que la portée des feux, ou la distance à laquelle ils sont visibles d'un point donné de l'horizon de la mer, dépend de la hauteur à laquelle ils sont placés; car, pour un observateur élevé de 5 mètres, le cercle de l'horizon réel est à environ 8000 mètres ou 2 lieues, et la distance augmente comme la racine carrée de l'élévation, de telle sorte que pour 500 mètres il est de 20 lieues.

CHAPITRE III.

Décomposition et Recomposition de la lumière.

389. *La lumière blanche du soleil est composée de rayons diversement colorés.* — Pour démontrer cette proposition fondamentale, on forme d'abord le *spectre solaire* par les procédés que nous avons décrits (*fig.* 170), et qui sont reproduits dans la figure 201 : *m* est le miroir métallique ou le *porte-lumière* adapté au volet de la chambre noire; *o* est l'ouverture du volet dans laquelle on dirige le faisceau de lumière solaire; elle a 1 ou 2 centimètres de diamètre; *p* est le prisme réfringent; *t* est le tableau sur lequel on reçoit les images. Avant de mettre le prisme, l'image directe est ronde et sans couleurs; elle se forme en *g*. Au moyen du prisme, l'image réfractée est oblongue et colorée; elle se forme en *r u*, c'est le spectre solaire. La figure représente le tableau *t* rabattu et vu de face pour mieux montrer les effets.

En variant cette expérience, il est facile de constater les résultats suivans : 1° Parallèlement aux arêtes du prisme, la largeur du spectre est toujours égale au diamètre de l'image directe qui serait reçue à la même distance; 2° perpendiculairement aux arêtes, la longueur du spectre dépend de l'angle réfringent du prisme et de la nature de la substance.

Pour démontrer le premier résultat, il suffit de répéter l'expérience avec des prismes différens.

Pour démontrer le second, l'on peut employer le *prisme variable*, qui est représenté dans la figure 202. Le pied *p* et les deux bouts *b* et *b'* sont en cuivre, tandis que les deux faces *f* et *f'* sont des lames de verre montées dans des cadres

de métal; l'une d'elles est fixe, l'autre est mobile, et peut être parallèle ou inclinée à la première sous des angles différens. Cet appareil substitué au prisme *p* de la figure 201 n'imprime d'abord aucune déviation au faisceau direct, ce qui prouve le parallélisme des deux côtés dans chacune des lames *f* et *f'*; mais, lorsqu'on y verse un liquide transparent, on voit à l'instant le faisceau se dévier et se décomposer. Ensuite, on fait varier à la fois la déviation et la coloration, en inclinant plus ou moins la face *f'* sur la face *f*. Pour faire voir ensuite que la longueur du spectre dépend de la nature de la substance du prisme, on peut d'abord verser successivement divers liquides dans le *prisme variable* en lui conservant le même angle, et observer les longueurs des spectres correspondans; mais, pour les solides, on se sert du *polyprisme* qui est représenté dans la figure 203. Cet appareil est un assemblage de prismes de différentes substances superposées bout à bout et ayant tous le même angle réfringent; en le promenant devant l'ouverture, on oblige le faisceau à traverser successivement les diverses substances avec la même obliquité, et l'on obtient ainsi des spectres inégalement déviés et inégalement colorés.

Dans ces expériences, il est facile de reconnaître que si la longueur du spectre n'est pas au moins double de sa largeur, il se forme au milieu une bande blanche; mais, quand le spectre est très allongé, le blanc disparaît, la séparation des couleurs est complète, et l'on y distingue les sept nuances suivantes : *rouge*, *orangé*, *jaune*, *vert*, *bleu*, *indigo*, *violet*.

Il importe de remarquer qu'elles sont toujours dans le même ordre relatif, et que, par rapport au prisme, c'est toujours le rouge qui éprouve la moindre déviation. Ce sont ces nuances que l'on appelle ordinairement les *couleurs du prisme*, les *couleurs du spectre*, les *couleurs de l'iris* ou *de l'arc-en-ciel*, les *couleurs simples*, etc.; mais nous verrons que, si nos yeux ne comptent que sept couleurs dans le spectre, il est vrai de dire cependant qu'il y en a une infinité.

La séparation des couleurs a lieu d'une manière assez complète, quand on reçoit le spectre à 6 mètres de distance, le prisme ayant un angle réfringent de 60°, et l'ouverture du volet étant un cercle de 1 centimètre de diamètre. Cependant elle est plus complète encore quand l'ouverture est plus petite : c'est ce que l'on peut vérifier en faisant tomber simultanément sur le prisme plusieurs faisceaux par des ouvertures voisines de différens diamètres, ou, mieux encore, en faisant tomber un seul faisceau par un triangle isocèle très allongé, dont la hauteur soit parallèle aux arêtes du prisme.

Pour donner au spectre des limites plus nettes et mieux tranchées, on peut encore adopter la disposition suivante qui a été employée par Newton. A quatre mètres de l'ouverture *o* (*fig.* 205), on place une lentille ayant 2 mètres de distance focale principale, sur laquelle on fait tomber un faisceau de lumière solaire ; alors, l'image de l'ouverture va se peindre de grandeur naturelle en *o'*, à la même distance de 4 mètres ; mais, immédiatement derrière la lentille, on place le prisme *p*, qui décompose la lumière incidente, et donne un spectre qui est nettement défini et très brillant, parce qu'il contient dans un moindre espace toute la lumière qu'il contiendrait si la lentille n'y était pas.

390. *Les rayons diversement colorés sont diversement réfrangibles.* — Cette vérité résulte déjà de la forme dilatée du spectre ; car il est évident que la lumière violette, qui tombe en *u* (*fig.* 201), forme, au sortir du prisme, un angle d'émergence plus grand que la lumière rouge qui tombe en *r* ; et, comme elles ont l'une et l'autre une même incidence sur la première face du prisme, il faut bien en conclure que le violet est plus réfrangible que le rouge. Le même raisonnement fait voir que les nuances intermédiaires ont des réfrangibilités intermédiaires.

Mais voici des expériences qui conduisent à la même conséquence d'une manière plus frappante.

1° On reçoit le spectre sur un écran *a* (*fig.* 204), percé d'une petite ouverture *o'*; derrière cette ouverture, on fixe dans une position déterminée un second prisme qui fait éprouver une seconde réfraction à la lumière, et l'on marque sur le tableau *t* le point où vient tomber l'image. Or, en faisant tourner le premier prisme, on peut faire passer successivement toutes les nuances par l'ouverture *o'* de l'écran, et l'on reconnaît ainsi que le violet, qui tombe en *u'* après la seconde réfraction, est plus réfrangible que le rouge qui tombe en *r'*.

2° L'expérience des *prismes croisés* conduit au même résultat, elle est encore plus simple et plus facile. On marque sur le tableau le lieu *o* de l'image solaire qui est formée par le faisceau direct (*fig.* 206) ; ensuite, on place derrière l'ouverture du volet un prisme *horizontal*, qui produit sur le tableau un spectre *r u*; enfin, on place un prisme *vertical* derrière le premier, et l'on obtient un spectre *r' u'*. Par ce second prisme, la lumière rouge, qui allait tomber en *r*, est réfractée en *r'*, et la lumière violette, qui allait tomber en *u*, est réfractée en *u'* : l'obliquité du spectre *r' u'* est une preuve que la réfrangibilité va croissant depuis le rouge jusqu'au violet, puisque toutes les couleurs ayant la même incidence à leur entrée dans le second prisme ont en sortant des angles d'émergence croissant depuis le rouge jusqu'au violet.

3° On fait tomber successivement toutes les nuances du spectre sur une carte imprimée en caractères très fins, et après avoir placé au devant de cette carte une lentille ayant une grande distance focale principale, on va recevoir à une distance convenable, sur un carton blanc, l'image des lettres au point où elles sont le plus nettement dessinées ; on reconnaît ainsi que, pour la lumière rouge, le carton doit être très sensiblement plus loin que pour l'orangé, et pour celle-ci plus loin que pour le jaune, etc., etc.

Les expériences précédentes ne s'appliquent pas seulement aux sept nuances que nous avons remarquées dans le

spectre, mais elles s'appliquent aussi aux divers rayons d'une même nuance. Par exemple, le rouge *r*, qui est tout-à-fait à l'extrémité du spectre (*fig.* 205), et que l'on appelle pour cette raison le *rouge extrême*, se trouve sensiblement moins réfrangible que le *rouge moyen*, et à plus forte raison moins réfrangible que le *rouge limite de l'orangé*. Il en est de même de tous les rayons dans toute la longueur du spectre, depuis le *rouge extrême* jusqu'au violet extrême. C'est cette réfrangibilité graduellement croissante qui nous conduit à admettre qu'il y a dans la lumière blanche une *infinité* de couleurs différentes, et, d'après ce principe, le spectre peut être analysé de la manière suivante :

Imaginons, pour un instant, qu'il n'y ait dans la lumière blanche que le rouge extrême et le violet extrême ; alors, il est clair qu'au lieu d'un spectre, nous aurions seulement deux images du soleil, rondes, colorées et séparées, l'une rouge en *r*, et l'autre violette en *u* (*fig.* 207) ; mais le rouge qui avoisine le rouge extrême, et qui est un peu plus réfrangible que lui, donne aussi une image ronde qui se superpose en grande partie sur la première, en se rapprochant du violet ; le rouge suivant donne encore une image pareille, qui se superpose en grande partie sur la précédente, et ainsi de suite jusqu'au violet extrême. Ainsi, dans les expériences ordinaires, le spectre est composé d'une infinité d'images circulaires empiétant les unes sur les autres, et, rigoureusement parlant, une zone étroite quelconque *a b*, faisant partie d'un grand nombre de cercles voisins, se trouve composée d'un grand nombre de lumières qui diffèrent en couleurs et en réfrangibilité : seulement, si les cercles sont d'un petit diamètre, les couleurs seront à peu près identiques, et les réfrangibilités à peu près égales ; c'est pourquoi cette zone peut être considérée comme composée d'une seule et même lumière.

391. *Chaque couleur du spectre est une couleur simple.* — Une couleur est simple quand elle se retrouve toujours

la même sans qu'il soit possible par aucune action d'en faire sortir des nuances différentes, et nous allons faire voir qu'en effet les couleurs du spectre peuvent bien être détruites, mais qu'elles ne peuvent par aucune cause être modifiées pour nos yeux.

1° Après avoir isolé, avec un écran percé d'un petit trou, un pinceau quelconque du spectre, le violet, par exemple, on peut le faire passer par un nombre quelconque de prismes, de lentilles ou d'autres corps réfringens, sans y découvrir d'autre nuance que le violet primitif (*fig.* 204).

2° Si l'on fait tomber ce pinceau violet sur un corps d'une couleur différente, rouge, jaune, vert, etc., ce corps devient violet, sans qu'on puisse y découvrir aucune trace de la couleur primitive qu'il offre naturellement et qui lui semble propre et inhérente. On en peut faire l'expérience sur les feuilles des plantes, sur les fleurs, le vermillon, l'or, etc., etc.; tous ces corps prennent alors la même nuance, ils deviennent violets, comme si cette couleur était leur véritable couleur naturelle. Pareillement, dans le rouge, tous les corps sont rouges, jaunes dans le jaune, vert dans le vert, etc.

3° Un pinceau violet qui se présente pour traverser un corps diaphane rouge, jaune ou vert, se trouve absorbé et détruit, ou bien, s'il passe, il est violet à sa sortie comme il l'était à son entrée. Cette expérience est surtout frappante avec des verres colorés en rouge : tel de ces verres laisse passer librement la lumière violette, tel autre l'absorbe en totalité, bien qu'à les regarder tous deux à la lumière du ciel ils paraissent également colorés et également transparens : celui qui absorbe le violet absorbe, en général, toutes les autres nuances du spectre, excepté le rouge ; ainsi, c'est un corps *transparent pour le rouge* et plus ou moins *opaque pour les autres couleurs.*

On dit quelquefois, d'après Newton, que la lumière simple est homogène : mais cette expression est inexacte, parce qu'elle semble indiquer que toutes les parties de cette lumière éprou-

vent toujours les mêmes effets. Or, il est facile de vérifier qu'un rayon de lumière simple est en partie réfléchi à la surface d'un corps diaphane, et en partie réfracté dans son intérieur ; ainsi, ces deux parties ne sont pas identiques, puisqu'elles éprouvent des effets différens. Il en est de même lorsqu'on fait tomber un pinceau de lumière simple sur un corps doué de la double réfraction, car ce pinceau se partage alors en deux autres qui suivent des routes différentes. En général, il n'arrive presque jamais qu'un rayon simple du spectre éprouve identiquement les mêmes effets dans tout son ensemble.

392. *On recompose la lumière blanche en ramenant toutes les couleurs simples dans la même direction ou en les faisant toutes concourir au même point.* — Quand les couleurs ont été séparées par un prisme, on peut les ramener dans la même direction par un second prisme de même substance et de même angle réfringent que le premier, mais tourné en sens inverse (*fig.* 208). Alors le faisceau, qui est coloré entre les deux prismes, devient blanc au sortir du second, et va peindre sur le tableau une image ronde du soleil. Si le second prisme est à larges faces, on peut le placer très-loin du premier, de telle sorte qu'il reçoive un spectre très-complet. Cette expérience montre assez clairement qu'il n'y a dans un prisme aucune force particulière pour décomposer la lumière blanche ou pour la recomposer, mais que la séparation des couleurs simples ou leur réunion se fait d'elle-même par l'inégale réfrangibilité des divers rayons. Pour opposer deux prismes qui soient exactement de même angle, on peut encore employer une cuve rectangulaire de glace, séparée en deux compartimens prismastiques par une cloison diagonale, pareillement en glace, *c' c'* (*fig.* 209). Lorsqu'on met de l'eau dans le premier compartiment, le faisceau émergent forme un spectre ; mais il reprend sa direction et sa blancheur primitive dès qu'on remplit d'eau le second compartiment comme le premier.

Il n'est pas nécessaire que toutes les couleurs simples soient, comme dans l'expérience précédente, ramenées dans la même direction pour former du blanc : il suffit seulement qu'elles concourent au même point, comme nous allons le voir par les expériences suivantes.

1° On reçoit le spectre sur un grand miroir concave *m* (*fig.* 210) et l'on dirige le faisceau réfléchi, soit dans le faisceau incident lui-même, soit au dehors, comme le représente la figure. Alors, toutes les nuances du spectre réfléchies dans des directions différentes viennent concourir au même point *f*, et là, l'image solaire reçue sur un petit écran ou sur un verre dépoli paraît d'une blancheur éblouissante, comme si le faisceau incident était un faisceau de lumière blanche. Il suffit donc du concours de toutes les nuances simples pour produire du blanc. Mais si, au lieu de recevoir le faisceau réfléchi au foyer même où le concours est complet, on le reçoit plus près ou plus loin du miroir, on n'observe qu'une recomposition imparfaite; plus près les couleurs extrêmes du spectre reparaissent dans leur ordre, plus loin elles reparaissent dans un ordre inverse. Enfin, si l'on place au foyer un petit miroir métallique très poli *m'*, il n'y a aucun doute que la lumière qui tombe sur lui ne soit blanche comme celle qui tombait tout à l'heure sur l'écran, et cependant l'image réfléchie par ce miroir est un spectre ; ce qui prouve évidemment qu'en se réunissant au foyer les divers rayons conservent leur existence indépendante et ne se modifient nullement les uns les autres.

2° On reçoit le spectre sur une lentille *l* (*fig.* 211), et au point *f* où convergent tous les rayons divers on obtient une lumière blanche comme au foyer du miroir précédent. L'image ronde qui en résulte est seulement colorée vers ses bords, parce que les rayons de réfrangibilités différentes ne peuvent pas faire leur foyer exactement à la même distance derrière la lentille. Au delà du foyer le spectre reparaît, mais renversé en *r' u'*, ce qui est une nouvelle preuve que les

rayons peuvent se croiser au même point sans se modifier, et que chacun d'eux se comporte toujours comme s'il était seul.

3° Il y a enfin un *moyen mécanique* de recomposer la lumière blanche, dont l'effet semble toujours fort surprenant. Imaginons un cercle en carton, ayant environ 1 pied de diamètre, percé en son centre d'un petit trou, et offrant deux zones peintes en noir, l'une près du centre, l'autre près du bord. Dans l'intervalle de ces deux zones on colle de petites bandes de papier : la première d'un rouge qui imite autant qu'il est possible le rouge du spectre, la deuxième orangée, la troisième jaune, etc. ; quand la période des sept nuances est épuisée, on recommence dans le même ordre, pour achever le cercle, avec l'attention que toutes les périodes soient complètes et que dans chacune d'elles les bandes aient des largeurs à peu près proportionnelles à l'espace que les diverses couleurs occupent dans la longueur du spectre. Lorsqu'un tel carton est mis en mouvement rapide autour de son centre, soit avec la main sur une tige qui passe par l'ouverture centrale, soit par quelque autre moyen, toutes les nuances des bandes colorées disparaissent, et l'intervalle des zones noires paraît d'un blanc plus ou moins complet. Ce phénomène singulier peut s'expliquer de la manière suivante : s'il n'y avait qu'une seule bande rouge sur un fond noir, on verrait par la rotation un cercle rouge, comme dans l'expérience si connue du charbon allumé que l'on tourne en rond avec une grande rapidité; s'il n'y avait qu'une seule bande violette, on verrait par la même raison un cercle violet, puis un cercle vert pour une bande verte, etc. Or, si toutes ces bandes existent et tournent en même temps, on verra à la fois au même lieu un cercle rouge, un orangé, un jaune, etc., et par conséquent un cercle blanc, puisque la sensation du blanc n'est que la sensation simultanée de toutes ces nuances.

393. *Des couleurs complémentaires et des nuances pro-*

duites par le mélange de diverses couleurs simples en diverses proportions. — Puisque toutes les couleurs simples, prises ensemble dans leur *proportion naturelle* (c'est-à-dire dans la proportion que donne le spectre), reproduisent la lumière blanche, il est évident que, pour altérer la blancheur, il suffit de supprimer l'une des couleurs simples, ou seulement d'en altérer la proportion. Ainsi, en supprimant le rouge dans le spectre, et en composant entre elles toutes les couleurs restantes, on obtient une teinte bleuâtre; cette teinte mêlée au rouge reproduit du blanc. Toutes les fois que deux couleurs simples ou composées remplissent cette condition, c'est-à-dire toutes les fois que, mêlées ensemble, elles reproduisent du blanc, elles sont dites *complémentaires* l'une de l'autre. Il n'y a pas de couleur, quelle qu'elle soit, qui n'ait sa couleur complémentaire; car, si elle n'est pas blanche, il lui manque seulement quelques uns des élémens de la lumière blanche, et ces élémens mélangés entre eux forment sa couleur complémentaire. Mais, si au mélange de ces élémens on ajoutait du blanc en diverses proportions, on aurait autant de nuances différentes, qui seraient toutes également efficaces pour reproduire la couleur blanche avec la couleur donnée. Il y a donc rigoureusement une infinité de nuances différentes qui ont la même couleur complémentaire, et une infinité de nuances complémentaires qui appartiennent à la même couleur donnée. La plupart des verts ont pour couleurs complémentaires des violets plus ou moins rougeâtres, et les jaunes des indigos plus ou moins violacés. Pour étudier, par l'expérience, les teintes qui résultent de plusieurs couleurs simples mélangées, on peut employer un appareil composé de sept miroirs : on le place à une assez grande distance du prisme pour que le spectre soit bien étalé, et l'on incline convenablement les miroirs pour diriger en un même point d'une feuille de papier très blanc celles des nuances dont on veut observer la composition. Il paraît que Newton a fait un grand nombre d'expériences sur ce sujet, soit par

cette méthode, soit par d'autres analogues, et il est ensuite parvenu à une construction géométrique très remarquable qui représente avec une fidélité étonnante le résultat de toutes ces expériences. Nous pouvons seulement décrire cette construction et en indiquer l'usage ; car Newton, après l'avoir vérifiée par l'expérience, ne l'a justifiée par le raisonnement dans aucun de ses ouvrages, et personne jusqu'à présent n'a pu deviner la liaison cachée qu'elle a sans doute avec la théorie.

On divise la circonférence du cercle *r o j v b i u* (*fig.* 212) en sept parties qui aient les grandeurs suivantes :

r o =	60° . . .	45′ . . .	34″
o j =	34 . . .	10 . . .	38
j v =	54 . . .	41 . . .	1
v b =	60 . . .	45 . . .	34
b i =	54 . . .	41 . . .	1
i u =	34 . . .	10 . . .	38
u r =	60 . . .	45 . . .	34

En supposant que ces sept arcs représentent les sept couleurs simples, savoir, *r o* le rouge, *o j* l'orangé, etc., leurs centres de gravité r', o', j', v', b', i', u', ainsi que le centre de gravité *c* de la circonférence entière, sont les forces qu'il faut composer entre elles pour avoir la nuance qui résulte de plusieurs couleurs simples données.

D'abord, si l'on veut savoir la couleur que donne le mélange de toutes les nuances, il faut composer ensemble les sept centres de gravité des sept arcs, comme on compose des forces parallèles ; leur résultante passant évidemment par le centre, c'est une preuve que la nuance du mélange est le blanc parfait.

Pour composer, par exemple, le rouge avec une certaine proportion de blanc, il faudra attribuer au centre de gravité *c* une certaine valeur dépendante de la proportion de blanc que l'on veut mélanger : cette valeur sera égale à la somme des valeurs des centres de gravité r', o', j', etc., si la pro-

portion de blanc est celle qui résulte du mélange de toutes les nuances ; elle en sera la moitié, si l'on ne prend qu'une proportion de blanc moitié, etc. : ensuite, on composera ce centre de gravité avec r', la résultante tombant évidemment sur la ligne $r'c$; c'est une preuve que la teinte du mélange sera rougeâtre et d'autant plus lavée de blanc, que la résultante tombera plus près du centre c. On agirait de même pour composer avec du blanc l'une quelconque des nuances simples.

En suivant la même règle, il est facile de voir :

1° Que deux couleurs simples consécutives donnent toujours par leur mélange une nuance intermédiaire. Le rouge et l'orangé donnent un rouge plus voisin de l'orangé, ou un orangé plus voisin du rouge, etc. Newton cependant recommande de ne pas appliquer cette règle au rouge et au violet, qui ne se suivent pas dans le spectre.

2° Que deux couleurs distantes d'un rang donneront, par leur mélange, la couleur qui les sépare. Ainsi,

Le rouge et le jaune donnent de l'orangé.
L'orangé et le vert. . . . . du jaune.
Le jaune et le bleu. . . . . du vert.
Le vert et l'indigo. . . . . du bleu.
Le bleu et le violet. . . . . de l'indigo.

Mais l'indigo et le rouge donnent une espèce de pourpre qui diffère sensiblement du violet.

3° Que deux couleurs distantes de deux rangs donnent aussi l'une des nuances qui les séparent, mais que cette nuance est comme si elle était lavée d'une assez grande quantité de blanc.

On peut appliquer aisément le calcul à cette construction empirique, et trouver la nuance qui résulte du mélange d'un nombre quelconque de couleurs simples prises dans des proportions quelconques.

394. *Toute lumière composée éprouve en se réfractant une décomposition et une recomposition.* — Suivons main-

tenant la marche d'un pinceau de lumière blanche qui traverse obliquement une lame à faces parallèles. Soit *a* (*fig.* 213) la face supérieure de cette lame, *b* sa face inférieure, et *l i* la direction du pinceau incident qui sera supposé venir de l'infini. Le rayon *l i* sera décomposé par la réfraction et une infinité de rayons diversement colorés, depuis le rouge extrême qui prendra la direction *i r* jusqu'au violet extrême qui prendra la direction *i u ;* et, la loi de Descartes s'appliquant au premier comme au dernier, chacun d'eux produit un rayon émergent parallèle à *l i*, ce qui donne en somme un petit pinceau parallèle dont les rayons depuis *r e* et *u e* présentent toutes les nuances du spectre. Ce résultat semble d'abord contraire à l'expérience, car on sait que la lumière blanche n'est pas décomposée en traversant les lames parallèles, quelle que soit leur nature : mais, il suffit de considérer l'ensemble des rayons voisins du rayon *l i* pour se rendre compte de cette contradiction apparente. En effet, *l' i'*, par exemple, donne comme *l i* dans l'intérieur de la lame un pinceau dilaté qui présente toutes les nuances du spectre, et à l'extérieur un pinceau parallèle *r' e'*, *u' e'*, en tout pareil à *r e*, *u e;* de plus, chacun des rayons du second est parallèle à son homologue dans le premier. Il en serait de même de tous les rayons compris entre *l i* et *l' i'*, et c'est là précisément ce qui explique la blancheur du faisceau émergent : car il y a près de *l i* un rayon incident qui donne un rayon orangé suivant *r e*; un peu plus loin, il y en a un autre qui donne un rayon jaune suivant la même ligne, un autre qui en donne un vert, un autre un bleu, etc. D'où il résulte enfin que tous les rayons émergens sont des rayons blancs, excepté toutefois ceux qui se trouvent aux bords du pinceau en *r e* et *u' e'*; mais ceux-ci sont en général modifiés par la diffraction, et il n'est pas possible d'y reconnaître les nuances que la simple décomposition leur donne.

On voit en même temps que la décomposition subsiste

dans l'intérieur même de la lame, et l'œil qui serait placé quelque part dans son épaisseur, recevant les rayons rouges dans une direction et les violets dans une autre, verrait en des points différens le rouge, le violet et les nuances intermédiaires, c'est-à-dire qu'il distinguerait un spectre au lieu d'une image blanche. Cependant les corps éclairés par ces divers rayons seraient comme s'ils étaient éclairés par des rayons blancs, parce que les rayons qui concourent en un point d'un corps opaque, en suivant des directions peu différentes, produisent le même effet que s'ils arrivaient en ce point dans la même direction.

L'analyse précédente nous fait voir que c'est aux surfaces des corps réfringens que s'accomplissent à la fois les réfractions, les décompositions et les recompositions de la lumière. Nous pourrions citer un grand nombre d'exemples de ces phénomènes, mais nous nous bornerons à indiquer encore deux expériences qui montrent d'une manière assez curieuse le jeu de ces décompositions et recompositions successives.

1° Lorsqu'on fait tomber un petit pinceau de lumière solaire sur un prisme équilatéral *a b c* (*fig.* 214), dans une direction convenable *l i*, et au tiers à peu près de son côté, on observe six images autour du prisme; chaque face en donne deux, l'une blanche, et l'autre colorée formant un spectre complet. En suivant sur la figure la marche de la lumière, on pourra facilement se rendre compte de ce phénomène.

2° On forme une image du soleil au foyer d'une lentille au moyen d'un large faisceau de lumière directe (*fig.* 215), ensuite on présente un carton blanc successivement au foyer, puis à une moindre, puis à une plus grande distance de la lentille : au foyer, en *c*, l'image est complétement blanche; plus près de la lentille, en *c'*, elle est blanche au centre et entourée vers ses bords d'une auréole rouge et jaune; plus loin, en *c''*, elle est encore blanche au milieu,

mais vers ses bords elle est entourée d'une auréole bleue et violette.

Ce premier résultat est facile à expliquer : chaque rayon incident est décomposé par la lentille comme il le serait par un prisme; il en résulte par conséquent un nombre infini de spectres annulaires dont la superposition est tantôt complète, tantôt imparfaite. Le rouge, comme moins réfrangible, va faire son foyer plus loin en r, tandis que le violet fait son foyer en u : ainsi, quand le tableau est en c', on a une image blanche $h\ h'$ avec une auréole $g\ h$, $g'\ h'$ dont le rouge est en dehors ; quand il est en c'', on a une image blanche $n\ n'$ avec une auréole violette $v\ n$, $v'\ n'$; enfin, quand il est en c, on a une image $b\ b'$ complétement blanche, parce que les rayons violets qui se sont croisés en u viennent tomber au même point que les rayons rouges qui vont se croiser en r. Mais le célèbre professeur Charles avait coutume, dans ses leçons, de rendre l'expérience plus piquante par l'artifice suivant : on découpe dans une carte (*fig.* 216) un petit anneau dans l'intérieur duquel il reste un cercle plein, d'un diamètre un peu plus grand que $b\ b'$ (*fig.* 215); cette carte, placée en $b\ b'$, arrête toute la lumière, et le tableau plus ou moins éloigné ne reçoit aucune image; ensuite, on meut graduellement la carte, soit pour l'approcher, soit pour l'éloigner de la lentille, et en la tenant toujours de manière que le centre de l'anneau découpé coïncide avec l'axe du faisceau : alors, dans le premier cas, on voit paraître sur le tableau une large auréole de lumière rouge très vive, puis une autre auréole jaunâtre, et enfin une auréole blanche; et, dans le second cas, les auréoles qui se succèdent sont violettes, bleues ou blanches, et toujours très éclatantes.

395. *Les couleurs naturelles des corps sont en général des couleurs composées.* — Le prisme, qui vient de nous servir à décomposer la lumière solaire, peut être employé avec le même succès pour analyser les diverses couleurs na-

turelles des corps. Les phénomènes qui se présentent alors sont très variés, mais il nous suffira d'indiquer les conditions sous lesquelles ils se produisent, et le principe qui sert à les expliquer.

1° Au milieu d'une feuille de papier noir, on pose à la suite l'une de l'autre deux petites bandes de papier *r* et *u*, l'une rouge et l'autre violette, de 1 ou 2 centimètres de longueur et de 1 millimètre de diamètre (*fig.* 217) ; puis on les regarde avec un prisme à quelques pieds de distance en tenant les arêtes du prisme parallèles à la longueur des bandes. On aperçoit alors une image déviée de chaque bande, mais l'image violette *u* est bien plus relevée vers le sommet du prisme que n'est l'image rouge *r*. Ainsi, le violet est plus réfrangible que le rouge, et c'est par l'inégale réfrangibilité que l'on voit au travers du prisme les deux bandes séparées, tandis qu'on les voit unies et sur la même ligne lorsqu'on les regarde directement.

2° Si, au lieu de peindre l'une des bandes en rouge et l'autre en violet, on mélange d'abord les deux couleurs ensemble, pour peindre une seule bande *p* avec la couleur composée, qui est une espèce de pourpre, alors, au travers du prisme, cette bande *p* donne à elle seule deux images distinctes et séparées *r* et *u*, l'une rouge et l'autre violette. Ainsi, la puissance réfringente du prisme sépare les deux couleurs élémentaires qui composent le pourpre, et dévie chacune de ces couleurs suivant les lois qui lui sont propres, exactement comme si elles provenaient d'un corps lumineux par lui-même.

3° Les corps qui sont naturellement blancs ne pouvant tirer leur blancheur que de la lumière qui les éclaire, on peut juger d'avance que leur couleur doit reproduire toutes les nuances du spectre, comme le pourpre de l'expérience précédente a reproduit les nuances élémentaires de rouge et de violet qui entraient dans sa composition.

En effet, une petite bande *b* de papier blanc (*fig.* 217), re-

gardée avec le prisme, ne donne plus aucune trace de couleur blanche dans son image *u r*; mais, si elle est assez étroite, elle donne, d'une manière parfaitement distincte, le rouge, l'orangé, le jaune, le vert, le bleu, l'indigo et le violet, dans le même ordre et avec les mêmes proportions que la lumière solaire.

4° Une large bande de papier blanc *b'* (*fig.* 217) présente d'autres apparences : vers le milieu de l'image, toutes les couleurs simples se trouvent superposées et reproduisent du blanc ; mais en même temps la recomposition est incomplète vers les bords, et l'on aperçoit d'un côté des bandes violettes, indigo, bleues, et de l'autre des bandes rouges, orangées, jaunes.

5° Une large bande noire *n* (*fig.* 217) sur un fond blanc présente, au travers du prisme, des phénomènes qui sont précisément l'inverse des précédens : le milieu de l'image est noir, et, à partir de ce milieu, les bandes colorées sont successivement rouges, orangées, jaunes, vers le haut; et violettes, indigo, bleues, vers le bas. Pour se rendre compte de cette inversion, il suffit de remarquer que les couleurs résultent de l'espace blanc qui limite la bande noire *n* : celles d'en haut proviennent du fond blanc qui est immédiatement au-dessus de *n*, et celles d'en bas proviennent du fond blanc qui est immédiatement au-dessous.

6° Une bande noire *n* très étroite (*fig.* 217) ne donne plus de noir au milieu; son image se compose simplement de bandes rouges et violettes, au dehors desquelles se trouvent d'un côté l'orangé et le jaune, et de l'autre l'indigo et le bleu. C'est comme si le milieu noir de l'expérience précédente diminuait de plus en plus au point de disparaître.

La lumière que nous pouvons produire artificiellement, soit par la combustion, soit, en général, par les forces chimiques, soit par les actions physiques ou mécaniques, peut être analysée par le même moyen, et toutes les expériences

qui ont été faites sur ce sujet conduisent jusqu'à présent aux deux conséquences suivantes :

1° La lumière artificielle, quelle que soit son origine, ne contient aucune nuance simple qui ne se retrouve dans la lumière solaire.

2° Il n'existe aucune lumière artificielle qui reproduise les nuances simples de la lumière solaire avec leurs intensités et leurs proportions relatives. La nuance qui domine dans une lumière artificielle est aussi la nuance qui domine dans le spectre que l'on obtient en la regardant avec un prisme. Ainsi, les flammes rouges, jaunes, vertes ou bleues, donnent des spectres où la couleur dominante est le rouge, le jaune, le vert ou le bleu. Cependant, lorsqu'on brûle avec une mèche d'éponge de l'alcool étendu d'eau très salée, l'on obtient une flamme dont la lumière est presque de la lumière simple : c'est par ce moyen que M. Brewster forme sa *lampe monochromatique*, qui peut être utile pour éclairer les observations microscopiques.

CHAPITRE IV.

Des raies du spectre, de la dispersion et de l'achromatisme.

396. *Des raies du spectre.* — Nous appellerons raies du spectre les changemens brusques d'intensité que Frauenhofer a découverts dans la lumière du spectre. Ces changemens se présentent tantôt sous l'apparence de lignes noires ou presque complétement noires, tantôt sous l'apparence de lignes brillantes.

La figure 219 représente ce phénomène singulier, pour la lumière solaire : $r\ u$ est le spectre ordinaire où sont marqués les espaces occupés par les diverses couleurs, et $r'\ u'$ offre les principales raies que l'on y distingue ; elles sont toujours noires, et, en concevant que cette figure soit projetée sur la première, on aura une idée des positions de ces diverses raies par rapport aux nuances du spectre. On voit d'abord qu'elles ne tombent pas aux limites des couleurs, mais qu'elles se trouvent réparties depuis le rouge au violet avec une grande irrégularité, sans rien offrir de remarquable au passage du rouge à l'orangé, de l'orangé au jaune, etc. On peut remarquer ensuite qu'il n'y a pas moins d'irrégularité dans leur apparence que dans leur position : les unes sont très déliées et ne paraissent que comme des lignes noires isolées et à peine visibles ; d'autres sont très rapprochées et ressemblent plutôt à une ombre qu'à un assemblage de lignes distinctes; enfin, il y en a quelques unes qui sont très tranchées et paraissent avoir une étendue sensible. Pour établir quelques points de repère au milieu de cette confusion, Frauenhofer a choisi les sept raies qui sont marquées b, c,

d, *e*, *f*, *g*, *h*, comme offrant le double avantage d'être faciles à reconnaître et de partager le spectre en espaces qui ne sont pas trop inégaux. De *b* à *c* on compte 9 raies fines et bien déterminées; de *c* à *d* on en compte 30; de *d* à *e*, environ 84 de différentes grosseurs; de *e* à *f*, plus de 76, entre lesquelles on en distingue trois des plus fortes du spectre et des mieux terminées; de *f* à *g* 185, et de *g* à *h* 190 : ce qui fait 574 de *b* à *h*. Si l'on compte encore celles qui sortent de ces limites, on peut évaluer à 6 ou à 700 le nombre total des raies noires ou plus ou moins sombres que présente le spectre solaire dans toute sa longueur.

Pour observer ce phénomène, il ne suffit pas de jeter les yeux sur le tableau qui reçoit le faisceau de lumière décomposé par le prisme; ces espaces noirs sont beaucoup trop fins et trop resserrés pour être aperçus directement; mais il est nécessaire d'employer un appareil particulier, et surtout un grossissement considérable. On peut disposer l'expérience de la manière suivante : on fait entrer dans la chambre noire un pinceau de lumière solaire par une ouverture longue et étroite *o* (*fig.* 218); à la distance de 6 ou 7 mètres on reçoit ce faisceau sur un prisme *p* très pur, sans stries ni filandres, et tourné de manière que ses arêtes soient parallèles à la longueur de l'ouverture; derrière ce prisme on dispose une lunette achromatique *l*, pour qu'elle reçoive le faisceau réfracté et décomposé; et c'est en regardant dans la lunette successivement toutes les nuances du spectre que l'on distingue les raies qui appartiennent aux diverses portions de sa longueur.

Après avoir fait cette découverte importante, Frauenhofer a constaté 1° que les raies sont tout-à-fait indépendantes de l'angle réfringent du prisme, et 2° qu'elles sont pareillement indépendantes de la nature de la substance réfringente, c'est-à-dire que, dans tous les cas, elles restent les mêmes pour leur nombre, leur forme et leur disposition.

Jusqu'à présent on a trouvé une identité si absolue entre

la lumière du soleil et toutes les autres lumières naturelles ou artificielles, qu'il était très important de chercher si cette identité se soutiendrait encore à la nouvelle épreuve des raies du spectre. C'est dans cette vue que Frauenhofer a fait avec le même appareil diverses expériences sur l'étincelle électrique, sur la flamme d'une lampe, sur la lumière de Vénus et sur celle de Sirius.

La lumière électrique donne des raies brillantes, au lieu de raies noires; l'une des plus remarquables par sa vive intensité se trouve dans le vert.

La lumière d'une lampe donne pareillement des raies brillantes, on peut surtout en distinguer deux très intenses vers le rouge et l'orangé. La flamme de l'hydrogène et celle de l'alcool présentent sous ce rapport la même apparence que les flammes d'huile.

La lumière de Vénus donne les mêmes raies que la lumière du soleil, seulement elles sont moins faciles à distinguer vers les extrémités du spectre.

Enfin, la lumière de Sirius donne aussi des raies noires, mais elles sont tout-à-fait différentes de celles du soleil ou des planètes. Il y en a trois surtout qui sont très remarquables: l'une dans le vert, et deux dans le bleu.

D'autres étoiles de première grandeur paraissent donner des raies différentes de celles de Sirius et de celles du soleil.

Ainsi, par cette nouvelle donnée et par ces observations précises, se trouvent établis des caractères distinctifs entre les diverses lumières naturelles ou artificielles; c'est une vaste carrière ouverte par l'habile artiste de Munich dont nous avons à déplorer la perte. Nous pouvons espérer que les physiciens suivront avec un vif intérêt ces premières découvertes qui tiennent de si près à l'origine de la lumière et aux conditions sous lesquelles elle prend naissance, soit artificiellement dans les corps terrestres, soit naturellement dans le soleil et les étoiles.

397. *Des indices de réfraction pour divers rayons du spec-*

tre. — La recherche des indices de réfraction des divers rayons de lumière est un problème d'une grande importance pour la théorie de l'optique et pour la construction des instrumens. L'invariabilité des raies du spectre offre, pour le résoudre, un moyen beaucoup plus exact que ceux qu'on pouvait employer quand on n'avait, pour points de repère, que des nuances de couleurs toujours incertaines. Ainsi, au lieu de déterminer pour chaque substance l'indice de réfraction du rouge, de l'orangé, du jaune, etc., on cherche les indices de réfraction des raies que nous avons précédemment appelées *b*, *c*, *d*, *e*, *f*, *g*, *h* (*fig.* 219). Les expériences se réduisent toujours à observer l'angle d'incidence sur le prisme, l'angle d'émergence et la déviation au moyen du théodolide (*fig.*218); mais on peut aussi simplifier cette recherche en plaçant le prisme comme nous l'avons indiqué, de manière qu'il donne successivement pour chaque rayon la déviation *minimum*; alors cette déviation est la seule donnée dont on ait besoin. La lunette qui reçoit le spectre au sortir du prisme est munie d'un fil micrométrique parallèle aux raies, qui permet de remplir la condition du *minimum* avec le dernier degré d'exactitude.

Voici le tableau de quelques expériences très exactes faites par Frauenhofer. Nous avons désigné par n_1, n_2, n_3.... n_7, les indices de réfraction correspondant aux raies *b*, *c*, *d*, *e*, *f*, *g*, *h*.

Tableau des indices de réfraction des divers rayons du spectre.

SUBSTANCES RÉFRINGENTES.	n_0	n_2	n_3	n_4	n_5	n_6	n_7
Flint-glass N° 13	1,627740	1,629681	1,633036	1,642024	1,648260	1,660285	1,671062
Crown-glass	1,523852	1,526849	1,529587	1,535005	1,536032	1,541657	1,546566
Eau	1,530955	1,531712	1,533577	1,535851	1,537818	1,541295	1,544177
Eau	1,530977	1,531709	1,533577	1,535849	1,537788	1,541261	1.544162
Potasse	1,399629	1,400515	1,402805	1,405652	1,408082	1,412579	1,416568
Huile de térébenthine	1,470496	1,471850	1,474454	1,478555	1,481756	1,488198	1,495874
Flint-glass N° 5	1,602042	1,605800	1,608494	1,614552	1,620042	1,630772	1,640575
Flint-glass N° 30	1,625570	1,625477	1,630585	1,637556	1,643496	1,653406	1,666072
Crown-glass N° 15	1,524312	1,525299	1,527982	1,531572	1,534537	1,539908	1,544684
Crown-glass Litt. M.	1,554774	1,555955	1,559075	1,563150	1.566741	1,573555	1,579470
Flint-glass N° 23 et Prisme de 60°	1,626596	1,628469	1,633667	1,640495	1,646756	1,658848	1,669686
Flint-glass N° 23 et Prisme de 45°	1,626564	1,628451	1,633666	1,640544	1,646780	1,658849	1,669680

398. *De la dispersion, des rapports de dispersion dans plusieurs substances, et des pouvoirs dispersifs.* — En observant avec attention les spectres formés par des prismes de diverses substances, on reconnaît bientôt que les diverses couleurs, quoique rangées toujours dans le même ordre, n'occupent pas cependant des longueurs proportionnelles. Ainsi, un prisme de flint, par exemple, donne proportionnellement moins de rouge et plus de violet qu'un prisme de crown, et il y a d'autres substances qui offrent des différences encore plus frappantes. En général, la même couleur est tantôt plus ou moins resserrée, tantôt plus ou moins développée. Ce phénomène se trouve évidemment lié avec les grandeurs des indices de réfraction correspondant à chaque couleur. Si l'on prend la différence de ces indices, pour le violet et le rouge, on aura ce que l'on appelle la *dispersion*

de la lumière. Une substance est d'autant plus dispersive que pour elle cette différence est plus grande. Ainsi l'on voit, d'après le tableau précédent, que la dispersion de la lumière comprise entre la première et la septième raie se trouve exprimée par les nombres suivans :

Flint N° 13	0,043513	Flint N° 5	0,038331
Crown N° 9	0,020734	Flint N° 30	0,042502
Eau	0,013242	Crown N° 13	0,020372
Eau	0,013185	Crown Litt. M	0,024696
Potasse	0,016739	Flint N° 23, prisme 60°	0,043090
Térébenthine	0,023378	Flint N° 23, prisme 45°	0,043116

L'eau est donc, parmi ces substances, celle qui a la moindre dispersion, et le flint celle qui a la plus grande. C'est ce que l'on peut aisément montrer aux yeux en prenant un prisme d'eau et un prisme de flint dont les angles soient tels, par exemple, que les rayons rouges éprouvent à peu près la même déviation, car on pourra voir alors qu'à la même distance le premier spectre aura beaucoup moins de longueur que le second.

Il n'est pas seulement nécessaire de connaître la dispersion totale de chaque substance, mais il importe encore de connaître la dispersion qu'elle exerce sur les divers rayons. Ainsi, pour les rayons compris entre la première et la deuxième raie, les dispersions du flint n° 13, du crown n° 9, et de l'eau, sont respectivement 0,001932, 0,001017, 0,000777; car elles sont les différences des indices de réfraction correspondant aux limites de l'intervalle, c'est-à-dire à la première et à la seconde raie.

Lorsqu'on divise la dispersion partielle ou totale d'une substance par la dispersion *correspondante* d'une autre substance, on a le *rapport des dispersions*. C'est ainsi que le tableau suivant a été déduit du tableau précédent.

Tableau de dispersion partielle de plusieurs substances prises deux à deux.

SUBSTANCES RÉFRINGENTES.	$\frac{n_2-n_1}{n'_2-n'_1}$	$\frac{n_3-n_2}{n'_3-n'_2}$	$\frac{n_4-n_3}{n'_4-n'_3}$	$\frac{n_5-n_4}{n'_5-n'_4}$	$\frac{n_6-n_5}{n'_6-n'_5}$	$\frac{n_7-n_6}{n'_7-n'_6}$
Flint-glass N°13 et Eau	2,562	2,871	3,075	3,195	3,460	3,726
Flint-glass N° 13 et Crown-glass N° 9	1,900	1,956	2,044	2,047	2,145	2,195
Crown-glass N°9 et Eau	1,349	1,468	1,503	1,560	1,615	1,697
Huile de térébenthine et Eau	1,371	1,557	1,723	1,732	1,860	1,965
Flint-glass N° 13 et Huile de térébenthine	1,868	1,844	1,783	1,845	1,861	1,899
Flint-glass N° 13 et Kali	2,181	2,388	2,472	2,548	2,674	2,844
Kali et Eau	1,175	1,228	1,243	1,254	1,294	1,310
Huile de térébenthine et Kali	1,167	1,268	1,386	1,381	1,437	1,498
Flint-glass N° 3 et Crown-glass N° 9	1,729	1,714	1,767	1,808	1,914	1,956
Crown-glass N° 13 et Eau	1,509	1,436	1,492	1,518	1,604	1,651
Crown-glass Litt. M. et Eau	1,537	1,682	1,794	1,859	1,956	2,052
Crown-glass Litt. M. et Crown-glass N° 13	1,174	1,171	1,202	1,211	1,220	1,245
Flint-glass N° 13 et Crown-glass Litt. M.	1,667	1,704	1,715	1,737	1,770	1,816
Flint-glass N° 3 et Crown-glass Litt. M.	1,517	1,494	1,482	1,554	1,579	1,618
Flint-glass N° 30 et Crown-glass N° 13	1,952	1,904	1,997	2,061	2,143	2,255
Flint-glass N° 25 et Crown-glass N° 13	1,904	1,940	2,022	2,107	2,168	2,268

On voit par ce tableau que les rapports des dispersions partielles des diverses substances sont en général très différens, et qu'en général ils vont en croissant depuis les intervalles des premières raies jusqu'aux intervalles des derniè-

res. Cependant, pour le flint n° 13 et la térébenthine, les rapports sont à peu près les mêmes dans toute la longueur du spectre, et pour le flint n° 3 et le crown litt. *m*, le rapport minimum se trouve compris entre la troisième et la quatrième raie. Il serait très important de vérifier par l'expérience ce que ces derniers résultats semblent offrir de général.

Le *pouvoir dispersif* d'une substance est le quotient que l'on obtient en divisant sa dispersion par son indice moyen de réfraction diminué de l'unité. On appelle *indice moyen* de réfraction celui qui appartient à la lumière moyenne du spectre ou à la raie *e*.

399. *De l'achromatisme.* — On dit que les prismes sont *achromatiques* quand ils ont la propriété de dévier la lumière sans y développer de couleurs, et l'on dit pareillement que les lentilles sont achromatiques quand elles forment en leurs foyers des images incolores des objets. On a cru pendant longtemps que l'*achromatisme* était impossible, c'est-à-dire que la lumière ne pouvait pas être déviée sans être décomposée : c'est Newton lui-même qui avait été conduit à cette conséquence, dont l'inexactitude ne fut constatée qu'après bien des années, et par de longs débats entre les plus grands géomètres, tels que Euler, Clairaut et d'Alembert. A la vérité, Hall avait construit dès 1733 de véritables lunettes achromatiques qu'il conservait sans publier son invention, et Jean Dollond avait fait la même découverte en 1757, et l'avait rendue publique ; mais il faut toujours distinguer un fait particulier d'une théorie générale. La découverte de Dollond fut sans doute un grand événement pour l'astronomie ; mais pour lui donner toute son importance, il fallait la développer par le calcul, et déterminer les conditions sans lesquelles la pratique la plus ingénieuse ne pouvait tenter les perfectionnemens nécessaires. Présentement, après tous les progrès que l'on a faits, soit en optique, soit dans l'art de travailler les verres, et avec toutes les ressources que le

calcul fournit aux physiciens, la question de l'achromatisme est encore l'une des plus délicates et des plus embarrassantes, tant pour la théorie que pour la pratique. Nous devons seulement nous proposer ici de faire comprendre les principes sur lesquels repose la construction des prismes et des lentilles achromatiques.

On démontre par le calcul qu'un rayon de lumière simple éprouve, en traversant un nombre quelconque de prismes, une déviation d qui est exprimée par la formule suivante :

$$d = (n-1)\,a + (n'-1)\,a' + (n''-1)\,a'', \text{ etc.}$$

a, a', a'', etc., sont les angles réfringens des prismes, et n, n', n'' les indices de réfraction du rayon simple dont il s'agit, dans la substance de chacun des prismes.

Si quelques uns des prismes ont leurs angles réfringens tournés en sens contraire, les termes correspondans de la formule doivent être pris avec le signe *moins*.

Ainsi, pour le cas de deux prismes, qui est le seul que nous ayons besoin de discuter ici, on aura, suivant que les angles seront tournés dans le même sens ou en sens opposé :

$$d = (n-1)\,a + (n'-1)\,a' \quad (\textit{fig. } 220),$$

$$\text{ou} \quad d = (n-1)\,a - (n'-1)\,a' \quad (\textit{fig. } 221).$$

Au moyen de cette dernière formule, on peut facilement déterminer quel doit être le rapport des angles réfringens de deux prismes dont la substance est connue, pour que leur ensemble n'imprime aucune déviation à un rayon d'une réfrangibilité donnée ; car, la déviation étant nulle, on a :

$$(n-1)\,a = (n'-1)\,a', \text{ d'où } \ldots \quad a = a'\left(\frac{n'-1}{n-1}\right).$$

Supposons, par exemple, que la substance du prisme g soit du crown n° 9 (tableau de la page 222), et le prisme g du flint n° 13 : l'indice de réfraction du premier pour les rayons

de la première raie est $n' = 1,525832$, et celui du second pour les mêmes rayons est $n = 1,627749$; il en résulte

$$a = a'.\,0,8376;$$

c'est-à-dire que l'angle du prisme de flint doit être seulement les 83 ou les 84 centièmes de l'angle du prisme de crown; celui-ci étant, par exemple de 25°, le premier doit être de 20° 56′ 28″.

Si l'on voulait que les rayons de la septième raie fussent sans déviation, il faudrait prendre pour n et n' les indices de réfraction correspondant à ces rayons, savoir : $n' = 1,546566$, $n = 1,671062$, et l'on en déduirait

$$a = a'.\,0,8145.$$

Par conséquent, pour $a' = 25°$, on aurait $a = 20°\ 21'\ 43''$.

Ainsi, en supposant (*fig.* 222) un prisme de crown s' de 25°, et derrière lui un prisme de flint s' de 20° 21′ 43″, le rayon blanc qui tomberait sur ce système dans la direction li serait décomposé et sortirait dans une direction telle que le rayon violet $i'\,v$ de la septième raie serait parallèle au rayon incident, et le rayon rouge $i''\,r$ de la première serait incliné vers la base du prisme de crown, puisqu'il ne devient parallèle au rayon incident que pour un prisme de flint de 20° 56′ 28″. Or, si le prisme de flint n'y était pas, on aurait un spectre en $r'\,v'$ dans lequel v' serait au dessous de r'. En supposant donc que l'angle du prisme de flint augmente graduellement depuis 0 à 20° 21′ 43″, il doit y avoir un angle pour lequel les rayons de la première et de la septième raie sortent parallèles entre eux, puisqu'en passant de $r'\,v'$ en $r\,v$, ils changent de position relative; cet angle est celui de l'achromatisme.

Après avoir démontré qu'il y a un angle qui donne l'achromatisme, il est facile d'en trouver la valeur; car les déviations d_1 et d_7 des rayons de la première et de la septième

raie étant égales entre elles, et étant données par les équations

$$d_1 = (n_1 - 1)a - (n_1' - 1)a' ; d_7 = (n_7 - 1)a - (n'_7 - 1)a',$$

on a :

$$(n_1 - 1)a - (n'_1 - 1)a' = (n_7 - 1)a - (n'_7 - 1)a'$$

$$\text{d'où } a = a' \frac{(n'_7 - n'_1)}{n_7 - n_1};$$

et, d'après les valeurs précédentes de n et n' pour la première et la septième raie, il en résulte

$$a = a'.0,4787$$

et, puisque $a' = 25°$, on a $a = 11° 58' 3''$.

Ainsi, un système composé d'un prisme de crown n° 9 de 25° et d'un prisme de flint n° 13 de 11° 58′ 3″, est un système achromatique que les faisceaux blancs traversent sans que leurs rayons de la première et de la septième raie soient séparés. Cependant ces faisceaux éprouvent une déviation de 5° 27′ 58″, comme il est facile de s'en assurer en mettant pour a et a' leurs valeurs, et pour n et n' leurs valeurs n_1 et n'_1 dans l'équation qui donne d_1, ou leurs valeurs n_7 et n'_7 dans celle qui donne d_7.

C'est ainsi que l'on peut, dans tous les cas, déterminer les rapports des angles que doivent avoir deux prismes, pour que deux rayons d'une réfrangibilité connue reprennent leur parallélisme entre eux après les avoir traversés.

Cependant il faut remarquer que l'achromatisme déterminé par ces conditions est d'autant plus incomplet que les rapports des dispersions partielles des deux substances sont plus variables. Si ces rapports étaient les mêmes, les valeurs de a déterminées par l'équation précédente deviendraient les mêmes pour toutes les couleurs, et l'achromatisme serait alors parfait. C'est ce qui arriverait, par exemple, avec des prismes de flint n° 13, et de térébenthine, comme on peut le voir dans le tableau de la page 222. Mais ces rapports étant,

en général, variables d'une couleur à l'autre, il en résulte que la valeur de g, qui convient pour accorder deux couleurs, même les couleurs extrêmes, n'est pas celle qui convient pour accorder les nuances intermédiaires. Dans ce cas, de quelque manière que l'on s'y prenne, l'achromatisme est imparfait : pour y remédier plus complétement, on peut alors employer trois ou quatre prismes de diverses substances ; car il est facile de voir, par la formule générale, que l'on peut faire sortir parallèlement autant de rayons de réfrangibilité différente que l'on emploie de prismes.

L'achromatisme des lentilles se détermine par les mêmes principes. Nous avons vu que la distance focale principale d'une lentille est donnée par la formule :

$$f = \frac{r\,r'}{(n-1)\,(r'-r)}.$$

Supposons qu'après avoir fait une lentille convergente de crown, on se propose de déterminer les courbures d'une lentille de flint, par la condition que les rayons de la première et de la septième raie fassent leurs images à la même distance après avoir traversé le système. Admettons, pour plus de simplicité, que la lentille de crown soit bi-convexe, avec ses deux rayons égaux, et que la lentille de flint ait aussi le même rayon de courbure du côté où elle touche celle de crown (*fig.* 223) ; il restera à trouver le rayon de courbure de la seconde face de la lentille de flint. Soit f sa distance focale principale, pour les rayons de la première raie, et p le point où concourraient les rayons parallèles de cette espèce s'ils étaient modifiés seulement par la lentille de crown : il est évident que, par l'effet de la lentille de flint, ils iront converger en un point plus éloigné, par exemple au point m ; et réciproquement, si l'on mettait en m un point lumineux, les rayons de la première raie qu'il émettrait se trouveraient dirigés, après avoir traversé la lentille de flint, de manière à ce que leur prolongement passât au point p ; on a

donc, entre ces deux distances $ap = f$ et $am = b$, la relation

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{f'_1} + \frac{1}{b}$$

f_1 étant la distance focale principale de la lentille de crown pour les rayons de la première, et f'_1 celle de la lentille de flint pour les mêmes rayons.

Or, par la condition que nous voulons remplir, la valeur inconnue de b devant être la même pour les rayons de la septième raie et pour ceux de la première, on aura pareillement pour ces derniers :

$$\frac{1}{f_7} = \frac{1}{f'_7} + \frac{1}{b},$$

f_7 et f'_7 désignant les distances focales principales de la lentille de crown et de celle de flint, pour les rayons de la septième raie. Il en résulte :

$$\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_7} = \frac{1}{f'_1} - \frac{1}{f'_7}.$$

D'ailleurs pour la lentille de crown, dont les rayons sont égaux, on a en général :

$$f = \frac{r}{2(n-1)}, f_1 = \frac{r}{2(n_1-1)} \text{ et } f_7 = \frac{r}{2(n_7-1)};$$

d'où il résulte

$$\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_7} = \frac{2(n_1-n_7)}{r}.$$

Pour la lentille de flint, dont les rayons r et r' sont inégaux, on a :

$$\frac{1}{f'_1} - \frac{1}{f'_7} = \frac{(r'-r)(n'_1-n'_7)}{rr'};$$

d'où il résulte enfin :

$$r' = \frac{r(n'_7-n'_1)}{n'_7-n'_1-2(n_7-n_1)};$$

et, d'après les valeurs précédentes de n_1, n_7, n'_1, n'_7,

$$r' = 23{,}47\, r,$$

c'est-à-dire que le rayon r' doit être plus que vingt fois le rayon r.

Si l'on suppose, par exemple, $r = 1^m$, on aura : $r' = 23^m,47$, et la valeur de b, ou la distance focale principale de cette lentille composée, devient alors facile à calculer ; on trouve $b = 2^m,22$.

Mais la coïncidence des rayons extrêmes ne détermine pas celle des rayons intermédiaires, et, pour que l'achromatisme soit parfait, il faut pour les lentilles, comme pour les prismes, que les dispersions partielles conservent entre elles le même rapport dans toute la longueur du spectre. Au reste, le calcul des objectifs des lunettes présente une difficulté de plus dans le détail de laquelle nous ne pouvons entrer ici ; c'est le compte que l'on doit tenir de l'aberration de sphéricité.

CHAPITRE V.

De la vision et des instrumens d'optique.

400. Vision. *Structure de l'œil.* — La forme extérieure de l'œil est à peu près celle de deux segmens sphériques de différens rayons, réunis par leur base (*fig.* 224); le plus petit est celui qui offre au dehors la partie diaphane et saillante de l'œil. Cette forme régulière est maintenue par une membrane épaisse et fibreuse, d'un tissu très ferme, que l'on nomme la *sclérotique*, lorsqu'on la considère dans son enveloppe externe de l'organe; mais on la nomme *cornée transparente* dans la partie antérieure et diaphane, et *cornée opaque* dans les parties qui forment le *blanc* de l'œil, et dans toute la partie postérieure *b'*. Aux points *s* et *s'*, où la cornée opaque devient transparente, se trouve tendue, dans l'intérieur de l'œil, la membrane colorée de l'*iris s s'*, ayant comme on sait la forme d'un plan circulaire, dont l'intérieur est percé d'un trou rond plus ou moins ouvert, et parfaitement noir, que l'on nomme la *pupille*. Derrière l'iris se trouve suspendu le *cristallin c c'*; il est enfermé dans une membrane particulière que l'on nomme la *capsule cristalline*, et qui va s'attacher à la cornée par tous les points de son contour. Cette capsule forme une cloison continue qui sépare l'œil en deux parties ou en deux *chambres*; le liquide qui remplit la *première chambre* ou la chambre antérieure se nomme l'*humeur aqueuse*, et celui qui remplit la *seconde chambre* se nomme *humeur vitrée*. Ces liquides sont contenus dans des enveloppes particulières, celle de l'humeur vitrée se nomme *hyaloïde*.

Entre l'hyaloïde et la sclérotique, se trouvent encore

deux autres membranes, la choroïde et la rétine, qui jouent dans l'acte de la vision le rôle le plus important.

La *choroïde* est une membrane vasculaire qui revêt toute la face interne de la sclérotique, depuis le fond de l'œil jusqu'à la capsule cristalline; il y a même quelques anatomistes qui prétendent qu'elle se prolonge en avant pour venir former l'iris, en se repliant sur elle-même.

La *rétine* n'est autre chose que l'épanouissement du nerf optique; elle est simplement posée sur la choroïde, et s'en détache avec la plus grande facilité lorsque l'on coupe l'œil pour en faire l'anatomie. Cette membrane, ou plutôt ce lacis nerveux, offre une transparence presque complète.

Telle est à peu près la disposition générale des principales pièces qui composent l'organe de la vue. Les dimensions moyennes d'un œil humain sont ainsi qu'il suit :

Rayon de courbure de la sclérotique	10 à 11 millimètres.
Id. de la cornée transp.	7 à 8
Diamètre de l'iris.	11 à 12
Id. de la pupille	3 à 7
Épaisseur de la cornée transp. . . .	1
Distance de la pupille à la cornée. .	2
Distance de la pupille au cristallin. .	1
Rayon antérieur du cristallin. . . .	7 à 10
Rayon postérieur id.	5 à 6
Diamètre du cristallin	10
Épaisseur id.	5
Longueur de l'axe de l'œil	22 à 24

Nous allons examiner maintenant, d'après ces données, les modifications qu'éprouve la lumière en traversant les divers milieux qui composent l'œil.

Lorsqu'un point lumineux est placé à 8 ou 10 pouces au-devant de l'œil sur l'axe du cristallin, une partie du faisceau qu'il envoie tombe sur le blanc de l'œil, et se trouve irrégulièrement réfléchie dans tous les sens; une partie plus centrale tombe sur la cornée transparente, pénètre dans l'humeur aqueuse en se réfractant, et ses bords extérieurs viennent éclairer le contour de l'iris, tandis que la partie

tout-à-fait centrale passe par l'ouverture de la pupille au milieu de l'humeur aqueuse, traverse le cristallin, l'humeur vitrée, la rétine elle-même, et va tomber sur la choroïde. La lumière que reçoit l'iris est irrégulièrement réfléchie dans tous les sens, et va reporter au-dehors la forme et la couleur de cette membrane. Le faisceau central qui traverse la pupille se trouve réfracté par le cristallin, comme il le serait par une lentille convergente, car le cristallin est plus réfringent que l'humeur aqueuse, et plus aussi que l'humeur vitrée; par conséquent, sous certaines conditions, ce faisceau, devenu convergent, doit former quelque part une image du point lumineux d'où il est émané. Supposons pour un moment qu'il forme cette image exactement sur la rétine ou sur la choroïde en m: alors, il est évident qu'un autre point lumineux l' fera une image pareille en m', et qu'ainsi on aura au fond de l'œil une petite image mm' de l'objet ll'; cette image sera renversée, et présentera d'ailleurs toutes les nuances, tous les accidens de lumière et tous les contours de l'objet lui-même.

C'est ce que l'on peut vérifier par l'expérience, en fermant le trou du volet d'une chambre noire par un œil de bœuf ou de mouton fraîchement préparé, et aminci à sa partie postérieure au point d'offrir une enveloppe translucide; l'observateur, placé dans la chambre noire, voit alors assez distinctement, sur le fond de l'œil soumis à l'expérience, l'image de la flamme d'une bougie ou d'un corps vivement éclairé.

Ainsi, considéré d'une manière générale, le phénomène physique de la vision paraît être un résultat très simple des lois de la réfraction et du pouvoir des lentilles; mais, lorsqu'on examine de plus près toutes les circonstances qui accompagnent la formation des images, on rencontre des difficultés dont jusqu'à présent la science n'a pu rendre compte d'une manière satisfaisante. Parmi ces difficultés, les plus remarquables sont les deux suivantes:

1° L'œil est achromatique, car les objets ne nous paraissent jamais environnés d'auréoles colorées.

2° La netteté des images semble être indépendante de la distance des objets; car nous voyons nettement encore à quelques pieds, à quelques toises, à quelques lieues même, et jusqu'à plusieurs millions de lieues : l'image d'une étoile est aussi nette que celle d'une étincelle que nous avons sous les yeux.

Pour résoudre la première difficulté, il faudrait connaître exactement les indices de réfraction, les puissances dispersives, et les courbures de tous les milieux que la lumière traverse depuis la cornée jusqu'à la rétine; question d'autant plus compliquée et plus difficile, que les diverses parties du cristallin ont des réfractions et des puissances dispersives différentes. Cependant, sur ce point, on peut consulter avec intérêt les Mémoires de M. Chossat (*Ann. de phys. et de chim.*).

Pour résoudre la seconde, on a eu recours à diverses hypothèses dont il est utile d'indiquer au moins la substance.

401. *Hypothèses par lesquelles on a essayé d'expliquer comment l'œil s'accommode aux distances.* — Pour démontrer d'abord que l'œil s'accommode aux distances, il suffit d'indiquer l'expérience suivante:

Sur un verre mince et transparent, on fait une petite tache, et on la présente devant l'œil à 6, 8 ou 10 pouces de distance; alors, lorsqu'on regarde cette tache, on ne voit qu'une image confuse des objets qui sont au-delà du verre; et réciproquement, lorsque, sans déranger l'œil, on regarde ces objets plus éloignés, on ne voit plus qu'une image confuse de la tache. Donc les objets qui sont à 10 pouces et ceux qui sont plus loin ne forment pas leurs images en même temps et avec la même netteté sur le fond de l'œil, car on les verrait à la fois distinctement et sans confusion. Par conséquent l'œil s'accommode par un acte de la volonté, tantôt pour voir près, tantôt pour voir loin; et en effet, on a le

sentiment d'une modification différente pour chacune des distances auxquelles on regarde. Pour expliquer cette propriété, on a fait une foule d'hypothèses : les uns admettent que l'œil entier s'allonge ou se raccourcit; les autres que c'est seulement la cornée transparente qui devient plus ou moins convexe ; d'autres supposent que c'est le cristallin qui agit, soit en se contractant, soit en se déplaçant. Mais il est bien certain que l'œil ne s'allonge pas et que la cornée ne change pas de courbure; pour le cristallin, sa contraction est très improbable et son déplacement impossible.

En m'occupant de quelques recherches sur ce sujet, j'ai été conduit à une remarque qui me semble importante. La dissection d'un grand nombre de cristallins m'a fait voir que ce corps n'est pas composé de couches concentriques comme on le suppose, mais de couches inégales en courbure et en épaisseur, comme on le voit dans les figures 225 et 226. Cette dernière figure représente un cristallin dans lequel une des moitiés seulement était disséquée. Il en résulte que les couches centrales étant tout à la fois plus courbes et plus réfringentes que celles des bords, les rayons qui traversent ces dernières ne peuvent pas converger au même point que ceux qui ont traversé les premières. Le faisceau central *c c'* converge plus près, et le faisceau des bords *b b'* va converger plus loin. Ainsi, le cristallin n'est pas une lentille à un seul foyer, mais une lentille à un nombre infini de foyers différens. Ce fait me semble constant; sans essayer ici de le développer dans tous ses détails, j'essaierai d'indiquer comment il peut concourir à l'explication des phénomènes. D'abord, si l'on place au devant de l'œil une lame opaque percée d'un trou dont le diamètre soit moindre que 1 millimètre, on distingue nettement tous les objets jusqu'à des distances beaucoup plus petites qu'on ne le pourrait faire sans cette précaution ; c'est qu'alors le faisceau qui pénètre dans l'œil est si mince qu'il est à peine nécessaire qu'il soit aminci davantage par la convergence pour faire des images

nettes. Aussi n'observe-t-on aucune différence lorsque le petit trou coïncide avec le bord ou avec le centre de la pupille. Avec un faisceau mince on peut donc voir nettement à toutes les distances et par toutes les zones du cristallin.

Quand on veut regarder à la vue simple et sans diaphragme un objet de plus en plus rapproché, on rétrécit de plus en plus l'ouverture de la pupille ; c'est un fait facile à vérifier. Le but de ce rétrécissement est en effet d'arrêter les rayons qui tomberaient trop loin du centre du cristallin, et dont la convergence ne pourrait avoir lieu qu'au delà de la rétine.

Quand on veut regarder au loin, on ouvre au contraire la pupille autant qu'il est possible, afin que le faisceau incident soit large, et que ses bords extérieurs tombent près des bords du cristallin, pour converger ensuite sur la rétine. Alors, il est vrai, la partie centrale du faisceau converge trop tôt; mais l'épanouissement qu'elle peut prendre en allant depuis son point de convergence jusqu'à la rétine est toujours très petit, et peut d'autant moins troubler la vision que l'éclat de sa lumière est toujours très faible par rapport à l'éclat de la lumière des bords.

402. *Jugement sur la couleur, la forme, la situation et la grandeur des objets.*—Nous distinguons les *couleurs* comme nous distinguons les sons, sans le secours du toucher ; mais nous ne les distinguons pas de prime abord sans exercice ni sans comparaisons. Il faut des expériences souvent répétées pour reconnaître que le rouge, le jaune et le bleu, par exemple, ne font pas la même impression sur nous ; comme il faut des expériences souvent répétées pour reconnaître une différence entre les sons graves et les sons aigus. Nous voyons la lumière avant de savoir démêler les couleurs, comme nous entendons du bruit avant de savoir démêler les sons. Ce résultat, qui semble bien naturel, se trouve confirmé par les observations que l'on a faites sur les aveugles de naissance, auxquels on est parvenu à rendre la vue dans un âge plus ou moins avancé.

Les images tracées sur la rétine sont, pour la couleur, le contour et la forme, une représentation fidèle des objets ; il suffit donc, pour que nous puissions prendre *directement* une idée de la forme des corps, que nous puissions distinguer les points de la rétine qui sont en repos et ceux qui sont affectés ou ébranlés par la lumière. Or, il n'y a pas un des points de notre enveloppe extérieure sur lequel cette distinction ne soit facile. Une piqûre au bras se distingue d'une piqûre au doigt, et nous pourrions sans doute, avec le bras comme avec la paume de la main, saisir la différence qu'il y a entre un cercle et un carré. Par conséquent, il n'y a pas de raison pour que cette différence ne puisse être saisie avec plus de netteté encore, et plus de précision, sur la membrane de la rétine. Les objets donnent au fond de l'œil des *images renversées*, et de là on a voulu conclure que naturellement nous devons voir les *objets renversés*. Cette conclusion serait légitime si l'on supposait que l'ame *regarde* les images, et qu'elle est placée derrière l'œil, comme une personne derrière le tableau d'une chambre noire. Mais, si l'on suppose que l'ame ne regarde pas les images, qu'elle les sent, et qu'elle s'élève de la sensation à la cause qui la produit, il est évident que l'existence extérieure des corps et leur situation résultent pour nous d'un seul et même jugement. Il paraît toutefois que le sens de la vue seul ne pourrait pas plus nous conduire à la connaissance du monde extérieur que le sens de l'ouïe ; tout semble indiquer que sur ce point le sens du toucher nous fournit des données indispensables et qu'il ne peut être suppléé par aucun autre sens.

L'extériorité des objets une fois constatée, leur *distance* peut être appréciée de plusieurs manières. 1° Le cône lumineux qui tombe sur la pupille est d'autant plus divergent que le point qui l'envoie est plus rapproché de l'œil, et, d'après ce que nous avons vu, il faut que l'œil s'ajuste à ces diverses substances, pour faire tomber sur la rétine une image suffisamment nette. La conscience que nous avons de

cet ajustement ou de cette modification de l'œil devient, par l'habitude, la donnée d'après laquelle nous portons notre jugement sur la distance. De plus, lorsque nous regardons avec les deux yeux, nous devons donner à leur axe optique une inclinaison relative d'autant plus grande que l'objet est plus rapproché ; nous avons pareillement conscience de cette inclinaison, c'est une seconde indication qui vient au secours de la première et qui donne en général beaucoup plus de justesse à nos jugemens, car il est facile de se tromper quand on juge avec un œil, à moins de s'y être exercé.

On appelle *distance de la vision distincte* la distance à laquelle nous voyons nettement et sans effort divers objets, tels, par exemple, qu'une page imprimée en caractères ordinaires. Cette distance est d'environ 10 pouces pour les vues moyennes; elle est de plusieurs pieds pour les vues presbytes, et seulement de quelques pouces pour les myopes. Au reste, elle varie avec les dimensions des objets : des lettres très fines, par exemple, et des lettres de moyenne grandeur ne peuvent être distinguées à la même distance.

Lorsque les objets sont assez éloignés pour qu'en les regardant les axes optiques des deux yeux deviennent sensiblement parallèles, nous n'avons plus de règle sûre pour déterminer leur distance. Alors, nous avons recours à des considérations plus ou moins trompeuses : nous tenons compte de l'éclat de la lumière, de la netteté avec laquelle nous distinguons les détails, de la grandeur des objets eux-mêmes, si elle nous est connue d'avance, etc. Par ces divers moyens, habilement combinés, quelques observateurs parviennent à une étonnante précision dans leurs jugemens : mais, s'ils changent de lieu ou de climat, leur science est à chaque instant déroutée par un autre aspect du ciel, un air plus pur ou plus brumeux, ou par des objets d'une forme nouvelle.

Le jugement de *la grandeur* est, en général, une conséquence du jugement de la distance. L'image d'un vaisseau

peut être au fond de l'œil d'un observateur beaucoup plus petite que celle d'une barque, et cependant l'observateur ne s'y trompera pas ; il dira que le vaisseau est plus grand que la barque, parce qu'il pourra juger que sa distance est beaucoup plus grande. Cependant, quand nous savons d'avance la grandeur d'un objet, nous pouvons nous en servir pour estimer sa distance : c'est ainsi, par exemple, que la hauteur d'une tour est mieux appréciée quand on voit sur son sommet des hommes ou des objets d'une grandeur connue; mais, si ces hommes étaient des nains, l'œil ne s'y laisserait pas prendre, il trouverait sans doute dans les modifications de la lumière des moyens de se défendre de l'illusion.

402 bis. *Avec les deux yeux on ne voit qu'un objet, mais on le voit plus éclairé.* — Quand nous regardons un tableau avec les deux yeux, nous donnons aux figures qui le composent une position déterminée par rapport à nous, et, comme cette position est exactement la même, soit que nous regardions avec l'un des deux yeux ou avec l'autre, il est impossible que le tableau nous paraisse double quand nous le voyons avec les deux yeux ensemble. Il n'en est plus de même lorsque nous regardons un objet qui se projette sur un second plan un peu plus reculé : cet objet cache à l'un des yeux une partie du second plan et à l'autre une autre partie; par conséquent, avec les deux yeux, on est embarrassé de savoir sur quelle partie du plan il doit tomber. Mais il n'arrive presque jamais que les deux yeux aient une égale force, ou plutôt il y en a toujours un qui l'emporte et auquel nous prêtons une plus forte attention : c'est d'après les impressions de celui-là que nous décidons.

Pour juger qu'un objet vu par les deux yeux est vu plus éclatant que s'il était vu par un seul, il suffit de regarder une bande de papier blanc avec l'un des yeux et de placer devant l'autre un obstacle qui nous en cache la moitié : la partie qui est vue par les deux yeux à la fois paraît

beaucoup plus éclairée que celle qui n'est vue que par un seul.

403. *De la persistance des images et des couleurs accidentelles.* — De ce qu'un charbon ardent nous fait voir un cercle de feu lorsqu'on le tourne en rond avec assez de rapidité, il en résulte évidemment que les impressions de la rétine persistent après que la cause a cessé d'agir. Il est facile de constater que la durée de cette persistance dépend de l'éclat de la lumière et de la sensibilité de l'organe. Ce principe explique une foule d'illusions, par exemple celles du *thaumatrope*, du *phénakisticope*, du *fantascope*, etc., et celles que l'on produit en faisant tourner dans le même sens ou en sens contraire et l'une devant l'autre deux roues concentriques ou excentriques, ayant chacune un certain nombre de rayons, sombres ou brillans. M. Plateau a fait à cet égard des recherches très ingénieuses (*Ann. de Phys. et de Chim.*, *t.* 53 *et* 58).

Il faut pareillement que l'action de la lumière se fasse sentir sur la rétine pendant un certain temps pour que l'impression puisse être perçue. Cette durée dépend surtout de l'éclat de la lumière : c'est pour cela que nous distinguons une étincelle électrique ou un éclair, bien que leur lumière soit presque instantanée; tandis que nous ne distinguons pas une balle, un boulet de canon, ou d'autres corps animés d'une moindre vitesse, parce que leur lumière a peu d'intensité.

Quand les corps cessent de nous apparaître avec leurs *couleurs naturelles*, on dit alors qu'ils prennent des *couleurs accidentelles*. On distingue à cet égard les couleurs accidentelles *passagères* et les couleurs accidentelles *permanentes*. 1° Quand, après avoir regardé le soleil pendant quelques instans, on ferme les yeux, l'image prend *diverses couleurs* pendant sa persistance; quand, après avoir regardé un corps vivement coloré, on porte subitement les yeux sur un corps d'une autre couleur, on éprouve une sensation complexe, qui

se compose de l'image actuelle du second corps et de l'image persistante du premier; ainsi le second corps n'est pas vu avec sa couleur naturelle. Ces deux exemples suffisent pour donner une idée des couleurs accidentelles passagères, sur lesquelles on a fait plusieurs théories dont aucune ne nous paraît satisfaisante. 2° Quand un corps coloré est sur un fond noir, il apparaît avec sa couleur naturelle; quand, sur le même fond noir, on vient mettre près de lui un second corps de couleur différente, ces deux corps s'influencent *mutuellement :* leurs couleurs, ou plutôt leurs nuances, sont changées, et ce changement paraît indépendant de la persistance des images, car il subsiste aussi longtemps que les corps sont juxta-posés. M. Chevreul a fait une étude particulière de ces phénomènes, et il les a soumis à des lois remarquables (*Mém. de l'Acad. des sciences*, 1833).

404. *De quelques accidens de la vue.* Les *presbytes* ont la vue *trop longue*, ils sont obligés de placer à deux ou trois pieds de distance un papier qu'ils veulent lire; plus près, toutes les images sont confuses. Cette espèce d'infirmité, qui vient d'ordinaire avec l'âge, résulte évidemment d'un défaut de convergence dans les faisceaux qui traversent les humeurs de l'œil; et l'on suppose, en général, qu'elle tient à un aplatissement de la cornée ou du cristallin. Tous les presbytes ont habituellement la pupille très peu ouverte, comme s'ils faisaient un effort continuel pour se servir du centre du cristallin, plutôt que des bords, qui ont en effet, comme nous l'avons vu, une distance focale encore plus grande.

Les *myopes* ont la vue *trop courte*; pour voir nettement les objets, ils sont obligés de les approcher à la distance de quelques pouces; tout ce qui se trouve au-delà est pour eux enveloppé d'un nuage, et ne forme au fond de l'œil que des images confuses. Cet accident est opposé au presbytisme, et il résulte en effet d'une cause contraire : les faisceaux qui traversent l'œil d'un myope éprouvent une trop rapide con-

vergence; ils se croisent avant de tomber sur la rétine. On suppose, en général, que les myopes ont la cornée ou le cristallin trop convexe; on remarque aussi que leur pupille est toujours très dilatée, comme s'ils essayaient de se servir des bords du cristallin plutôt que des parties centrales, qui ont une distance focale principale encore plus désavantageuse pour eux parce qu'elle est plus petite.

De quelque manière que s'accomplisse la vision distincte, soit qu'elle se fasse à la distance moyenne de huit à dix pouces comme dans les bonnes vues, soit qu'elle se fasse à plusieurs pieds comme chez les presbytes, ou à quelques pouces seulement comme chez les myopes, il arrive toujours que, pour voir avec la plus grande netteté, il est nécessaire de tourner l'œil convenablement, de telle sorte que l'image tombe sur un certain point de la rétine et non pas sur un point quelconque. Le point, ou plutôt le petit espace sur lequel on amène les images pour voir le mieux possible, se nomme le *point sensible* de la rétine; il est placé en général près de l'axe de l'œil.

Il y a aussi au fond de l'œil un point que l'on appelle le *point insensible* ou *punctum cœcum*, c'est le petit espace circulaire occupé par l'extrémité du nerf optique, et d'où partent tous les filamens nerveux qui s'entrelacent de mille manières pour former la rétine. La lumière qui tombe sur cet espace ne donne pas plus d'impression que si elle tombait sur un nerf quelconque mis à découvert; et, comme on ne distingue pas la lumière par les nerfs de l'ouïe, du goût ou de l'odorat, non plus que par les nerfs des bras ou des jambes, on ne distingue pas la lumière par le nerf optique avant qu'il soit épanoui en réseau et étalé sur la choroïde. Ce fait remarquable semble bien indiquer encore que la rétine sent les images sur la choroïde comme la main sent les formes, les contours, et les divers degrés de poli des corps qu'elle touche.

On reconnaît l'existence et la position du point insensible

de la rétine par l'expérience suivante (*fig.* 227). Sur un fond noir et horizontal *n n'* on place deux petits disques blancs ou deux petites boules, dont les centres sont à environ trois pouces l'un de l'autre; ensuite, on regarde d'en haut à la distance de 10 ou 12 pouces, et dans une position telle que l'œil droit soit verticalement au dessus du disque du gauche et que la ligne des deux yeux soit parallèle à la ligne des disques; ces deux conditions étant remplies, on ferme l'œil gauche, et l'on regarde le disque de gauche avec l'œil droit, en l'éloignant ou en l'approchant un peu, mais toujours dans la même verticale; alors, on trouve une position où le disque de droite est complètement invisible : plus près ou plus loin il reparaît à l'instant, et jamais on ne cesse de le voir si la ligne des deux yeux est seulement un peu oblique par rapport à celle des disques.

Le docteur Wollaston a observé sur lui-même un phénomène de vision extrêmement remarquable. Un jour, après un violent exercice de deux ou trois heures, il reconnut soudainement qu'il ne pouvait plus distinguer que *la moitié* des objets : en regardant, par exemple, un homme en face, il ne voyait que la moitié de sa figure et la moitié de son corps, etc. Ce phénomène de *semi-vision* dura un quart d'heure environ; il avait lieu pour un œil comme pour l'autre, ou pour les deux ensemble; c'était la moitié gauche des objets qui était invisible, c'était par conséquent la moitié droite de chacun des yeux qui était insensible.

Vingt ans plus tard, le même accident se renouvela, mais en sens inverse; cette fois, c'était la moitié droite des objets qui était invisible (Voyez l'explication physiologique qu'il en donne, *Ann. de Phys. et de Chim.*, t. 27, page 102).

404. *Bésicles.* — Les bésicles sont des lunettes dont se servent les presbytes et les myopes pour avoir une vision distincte des objets à la distance moyenne de 8 ou 10 pouces.

Supposons, par exemple, qu'un presbyte ne puisse voir nettement qu'à la distance de 30 pouces : alors, il est évident

que pour lui les images ne peuvent être nettes, à moins que la lumière ne pénètre dans ses yeux avec la divergence qu'elle a en venant de 30 pouces de distance ; ainsi, pour qu'il puisse voir, comme une personne douée d'une bonne vue, les objets à 10 pouces, il suffit de placer les objets à cette distance et de modifier par une lentille la lumière qu'ils envoient, pour qu'elle ne soit pas plus divergente que si elle venait de 30 pouces. Par conséquent, la distance b de l'objet à la lentille étant de 10 pouces, la distance m de l'image virtuelle devra être de 30 pouces ; on aura donc :

$$\frac{1}{10} - \frac{1}{30} = \frac{1}{f};$$

d'où $f = +15$;

C'est-à-dire qu'un presbyte, qui voit naturellement à 30 pouces, doit employer immédiatement au devant de l'œil un verre convergent de 15 pouces de distance focale principale pour voir les objets à 10 pouces.

En général, si d représente la distance de vision distincte, la distance focale principale f de la lentille convergente ou divergente dont il faut faire usage pour voir à 10 pouces, sera donnée par cette formule :

$$f = \frac{10\ d}{d-10}.$$

Si $d > 10$, f est positif, l'œil est presbyte, il lui faut un verre convergent ; si $d < 10$, f est négatif, l'œil est myope, il lui faut un verre divergent : dans tous les cas, il suffit de connaître d pour en déduire f, et par conséquent la force des lunettes qu'il convient d'employer.

405. *Loupes* ou *microscopes simples*. — Un microscope simple n'est autre chose qu'une lentille convergente d'un très court foyer ; on l'appelle aussi une *loupe*. Cet instrument sert à voir de petits objets ou de petits détails qu'il serait impossible de saisir à la vue simple.

L'objet que l'on regarde à la loupe simple doit être toujours placé en avant, *à une distance moindre que la distance focale principale*; sa position varie avec la portée de la vue, mais il est facile de déterminer dans tous les cas le point précis où il faut le tenir. En effet, soit x la distance à laquelle il faut placer l'objet au devant d'une loupe, dont la distance focale principale est f, en supposant que l'œil de l'observateur soit appliqué immédiatement contre la loupe, et que pour lui la distance de la vision distincte soit représentée par d : il faut évidemment que les faisceaux qui partent de la distance x possèdent, après avoir traversé la loupe, la même divergence que s'ils venaient naturellement d'une distance d; c'est-à-dire qu'après l'émergence, ils doivent faire leur foyer virtuel à une distance d. On a donc :

$$\frac{1}{x} - \frac{1}{d} = \frac{1}{f}; \quad \text{d'où} \quad x = \frac{df}{d+f}.$$

La figure 228 indique la marche des rayons : $a\,b$ est la position de l'objet, $a'b'$ celle de l'image virtuelle, et les triangles semblables $a\,c\,b$ et $a'c\,b'$ donnent :

$$\frac{a'b'}{ab} = \frac{cp'}{cp}; \quad \frac{d}{x} = \frac{d+f}{f}.$$

C'est l'expression du *grossissement*, c'est-à-dire du rapport entre la grandeur de l'image et celle de l'objet : on voit que le grossissement est bien plus grand pour les presbytes que pour les myopes.

406. *Chambre claire ou camera lucida.— Chambre claire de Wollaston.* — Cet appareil sert à tracer l'image exacte d'un objet, d'un édifice, d'un paysage, etc. Il se compose essentiellement d'un prisme quadrangulaire $a\,b\,c\,d$ (*fig.* 229), ayant en b un angle droit, et en d un angle obtus de 135°. La face $c\,b$ est tournée vers l'objet dont on veut prendre le

dessin : $r\,x$, par exemple, étant l'axe d'un pinceau envoyé par un point de cet objet, on voit que ce rayon, après avoir pénétré perpendiculairement dans l'intérieur du prisme par la face $c\,b$, éprouve en r une première réflexion totale sur $c\,d$, en r' une seconde réflexion totale sur $a\,d$, et vient enfin sortir perpendiculairement à la face $a\,b$ près du sommet a du prisme. L'œil étant placé un peu au-dessus de cette face, de manière que la pupille soit en $p\,p'$, son milieu correspondant au sommet a, il est évident : 1° que par la moitié antérieure de la pupille on verra, par réflexion, l'image de l'objet x sur le prolongement de $e\,r'$; et 2° que par l'autre moitié de la pupille on verra directement le point d'un tableau horizontal, sur lequel cette image se projette. Ainsi, en tenant avec la main la pointe d'un crayon sur ce point du tableau, on pourra distinguer à la fois l'image et la pointe du crayon. Ce raisonnement s'appliquant aux points voisins du point x, il en résulte que l'on verra sur le tableau une image d'une certaine étendue, et la pointe du crayon en pourra tracer les contours les plus délicats. Tel est le principe sur lequel repose la construction de la chambre claire de Wollaston, et c'est seulement pour fixer les idées que nous avons supposé la pupille partagée en deux parties égales par la verticale du sommet a, car, il est évident qu'elle peut varier de position dans de certaines limites : la seule condition importante est qu'elle reçoive à la fois des rayons réfléchis et des rayons directs.

Pour que cet instrument soit commode dans la pratique et ne fatigue pas la vue, il faut employer des verres colorés afin de donner à peu près le même éclat aux deux images, et des lentilles pour donner à leurs rayons le même degré de divergence. On peut faire aussi une chambre claire avec un simple miroir métallique percé d'un trou de 3 ou 4 millimètres ; alors les objets s'aperçoivent directement par le trou, et le crayon est vu par réflexion sur le miroir.

407. *Chambre noire.* — La chambre noire est destinée à

produire sur un tableau l'image réelle d'un champ de vision plus ou moins étendu. Dans sa construction la plus simple, elle consiste en un seul verre convergent *l l'* (*fig.* 231), placé dans l'ouverture du volet d'une chambre complètement fermée *f g h v*. Si du centre optique *c* de la lentille on décrit un cône dont l'angle *a c t* soit égal au champ qu'elle peut embrasser, tous les objets compris dans ce cône viendront former des images nettes à des distances plus ou moins grandes dans l'intérieur de la chambre noire. Il semble par conséquent qu'il soit impossible d'avoir à la fois l'image distincte de tout le paysage *a t* : mais, si le tableau est concave, et s'il est une portion de sphère *t' a'* d'un rayon égal à la distance focale principale de la lentille, il suffira de l'incliner convenablement en *t' a''*, par exemple, pour avoir une représentation fidèle de tout le champ de vision ; seulement, s'il y avait des objets très voisins, comme un arbre *b*, il serait impossible, en le regardant du point *c*, d'avoir en même temps son image et celle du sol sur lequel il se projette.

Dans cet appareil, les images sont *renversées :* pour les redresser et les amener à la portée de la vue, on place ordinairement un miroir étamé au dehors et en avant de la lentille ; on obtient même par là un autre avantage, c'est qu'en faisant tourner le miroir ou en l'inclinant de diverses manières, on peut amener sur le tableau successivement tous les points de vue qui sont au-devant du volet. On parvient au même résultat au moyen du prisme ménisque de la figure 232, dont la base *a b* fait l'office de réflecteur, tandis que les faces *a c* et *c b* font l'office de lentille convergente.

Pour que les images soient plus vives et plus nettes, il est bon d'intercepter, avec des tubes et des écrans convenablement ajustés, tous les rayons lumineux qui ne partent pas du champ de l'instrument.

La figure 230 représente une chambre noire portative. Il sera facile, d'après ce que nous venons de dire, d'en saisir la disposition.

408. *Microscope solaire.*—Cet instrument dont les effets peuvent être comptés parmi les plus curieux et les plus instructifs de l'optique, se compose d'un système de verres pour éclairer l'objet et d'un système de lentilles d'un court foyer pour en donner une image réelle. La figure 233 représente, sur une échelle du quart de grandeur, le microscope solaire de Chevalier, qui est le plus parfait.

Le miroir *m* réfléchit la lumière solaire, et dirige dans le tube *t*, parallèlement à son axe, un faisceau qui en doit remplir toute l'étendue; la lentille éclairante *ir* imprime à la lumière de ce faisceau un premier degré de convergence; le focus *f* qui la reçoit ensuite la fait converger davantage, et de telle sorte qu'elle aille faire son foyer à très peu près sur l'objet qui est en expérience. Pour remplir cette condition, il est nécessaire que le focus soit mobile, et on le fait mouvoir en effet au moyen d'une crémaillère qui règne le long de sa monture et d'un pignon dont le bouton *b* est au dehors du tube.

L'ajustement de l'objet est un point important: lorsqu'on veut observer par exemple les corps très petits contenus dans les liquides, comme les globules du sang ou les animalcules de différentes espèces, ou les molécules cristallines que déposent les dissolutions en s'évaporant, etc., il suffit d'étaler une goutte du liquide sur une lame de verre à faces parallèles, et de porter cette lame sous la lumière du focus en tournant le liquide de son côté. Dans plusieurs autres circonstances l'objet doit être simplement placé entre deux lames de verre, et il y a des cas enfin où il faut l'enfermer dans une boîte à faces de verre remplie de liquide : c'est ce qui arrive quand on veut observer la circulation du sang dans la queue des têtards ou dans les extrémités de quelques poissons, et aussi quand on veut observer la circulation des globules du chara. Tous ces objets, disposés comme nous venons de le dire, peuvent être ajustés au microscope d'une manière commode au moyen du mécanisme qui est repré-

senté figure 233 : p et p' sont des lames carrées de cuivre, unies aux quatre coins par de petites tiges de même métal ; sur chaque tige est un ressort en spire qui pousse la troisième plaque q contre la plaque p' ; c'est entre q et p' que se glissent les lames ou les assemblages de lames qui portent l'objet. Ce système de plaques doit encore tourner autour du tube t, pour qu'il soit possible de donner à l'objet toutes les positions sans le déranger et même sans perdre de vue son image.

L'objet ainsi ajusté et convenablement éclairé par le focus, il est facile d'en obtenir l'image amplifiée : pour cela, on fait mouvoir la lentille achromatique l, qui est véritablement la lentille objective; cette lentille se déplace au moyen d'une crémaillère adaptée à sa monture et d'un pignon dont le bouton est en b' ; on l'approche et on l'éloigne de l'objet jusqu'à ce qu'on obtienne enfin une image nette et brillante sur un grand tableau de toile blanche ou de papier placé à la distance de 10, 15, ou 20 pieds. Puisque l'image est réelle, il en résulte que l'objet se trouve au-delà du foyer de la lentille l, et il sera facile, d'après nos formules sur les lentilles, de déterminer avec précision la position de l'objet, lorsqu'on connaîtra la distance focale principale de la lentille et la distance du tableau; il sera facile aussi d'en déduire le grossissement : mais, si l'on veut observer le grossissement d'une manière directe, il faudra prendre pour objet un micromètre en verre portant des divisions de grandeurs connues, et mesurer l'étendue que ces divisions occupent sur le tableau.

La *lanterne magique* repose sur les mêmes principes : seulement les objets grotesques que l'on y fait voir d'ordinaire sont peints sur verre et coloriés; ils ont de grandes dimensions et sont éclairés par la lumière d'une lampe qui permet seulement de les grossir quinze ou vingt fois.

409 *Mégascope.* — Cet instrument est destiné à donner des copies réduites ou amplifiées, d'une gravure, d'un tableau ou d'un bas-relief, qui n'a pas une trop grande éten-

due. Il a été imaginé par Charles vers 1780, et depuis cette époque on en a fait plusieurs applications intéressantes pour les arts. Le mégascope ne diffère du microscope solaire que par la nature des objets dont il donne les images, et par la manière dont ces objets sont éclairés. Ainsi, en dernier résultat, il se réduit à une seule lentille achromatique *l* (*fig.* 234), au devant de laquelle on place l'objet *b* dont on veut avoir l'image réelle sur un tableau, ou dont on veut prendre la copie.

Mais, voici les principales conditions qu'il faut remplir pour avoir en même temps des images parfaitement nettes et pour varier les grossissemens.

1° La lentille *l* doit avoir 8 à 10 centimètres de diamètre afin d'embrasser un champ assez étendu et de donner assez de clarté à l'image; elle doit être montée dans un tube un peu long qui arrête la lumière des nuées et les reflets latéraux; on peut encore, pour mieux assurer cet effet, mettre dans le tube un diaphragme convenable; enfin, au lieu d'une seule lentille, on peut en mettre plusieurs à une petite distance l'une de l'autre, pour donner plus de convergence aux faisceaux incidens.

2° Au devant de l'ouverture, à laquelle on adapte avec soin la monture de la lentille, se trouvent fixées au même niveau deux barres de fer horizontales qui supportent une espèce de char *c* qui roule sur des galets, et dont la planche verticale *v* est destinée à recevoir les objets; une double corde, dont les extrémités reviennent dans la chambre noire, est attachée au char, et sert à le faire avancer ou reculer, pour approcher ou éloigner l'objet *b*; enfin deux ou plusieurs miroirs plans de verre étamé sont disposés au devant du volet pour réfléchir sur l'objet l'image du soleil, et projeter les ombres dans un sens ou dans l'autre : lorsqu'on expérimente sur des bas-reliefs, les miroirs peuvent être fixés au char pour se mouvoir avec lui.

3° Le tableau sur lequel on reçoit les images peut être

en papier ou en mousseline comme pour le microscope solaire; alors on observe par devant : cependant, les jeux de lumière que donnent les reliefs se font beaucoup mieux sentir lorsqu'on reçoit les images sur une grande glace convenablement doucie ou dépolie; alors on observe par derrière, et dans ce dernier cas les images peuvent être calquées avec beaucoup de facilité.

410. *Microscope composé.—Principes de la construction du microscope composé.* — Le microscope composé est destiné, comme le microscope simple, à faire voir la forme, la structure et tous les détails des objets très petits. On l'appelle microscope *dioptrique, catoptrique* ou *catadioptrique*, suivant que les amplifications y sont produites par la *réfraction*, par la *réflection*, ou par la *réflection* et la *réfraction* réunies. Nous nous occuperons plus particulièrement ici du *microscope dioptrique*, parce qu'il est à la fois le plus utile et le plus répandu.

Les dispositions très diverses que l'on a successivement données à cet instrument reposent en dernier résultat sur les deux principes suivans :

1° Les objets que l'on veut soumettre à l'expérience se placent au devant d'une lentille convergente *b*, et un peu au delà de la distance focale principale (*fig.* 235). Cette lentille, simple ou composée, achromatique ou non achromatique, se nomme la *lentille objective* ou l'*objectif* du microscope.

2° Les images réelles et amplifiées que donnent les objets, à une distance plus ou moins grande derrière l'objectif, sont regardées avec une simple lentille convergente *c* qui fait l'office d'une loupe. Cette seconde lentille, qui peut aussi être simple ou composée, achromatique ou non achromatique, se nomme la *lentille oculaire* ou l'*oculaire* du microscope.

Ainsi, tout microscope dioptrique est essentiellement composé d'un objectif et d'un oculaire, et le grossissement

définitif est le produit des grossissemens qui résultent de chacun de ces verres ou de chacun de ces systèmes de verres. Si l'objectif grossit, par exemple, 5 fois en diamètre, et l'oculaire 10 fois, le grossissement sera 50 en diamètre, et par conséquent 2,500 fois en surface ; il serait 1,000 fois en diamètre, et 1,000,000 de fois en surface, si les amplifications de l'objectif et de l'oculaire étaient respectivement 100 et 10, ou50 et 20, ou 40 et 25, etc.

En ne considérant que ces principes fondamentaux du microscope, il serait facile d'en calculer en même temps les dimensions et les effets. Supposons, par exemple, que l'objectif ait 5 millimètres de distance focale principale, et l'oculaire 20 : l'objet étant placé à 1/10 de millimètre au delà de la distance focale principale, son image réelle se formerait à 255 millimètres, et l'amplification de l'oculaire serait 40 ; pour un objet de 1/10 de millimètre de diamètre, l'image aurait donc 4 millimètres d'étendue. Ensuite, pour regarder cette image avec l'oculaire, il faudrait placer celui-ci à $18^{mm},62$ au devant de l'image (en supposant une vue moyenne de 10 pouces ou 270 millimètres), et l'on aurait encore un grossissement de 14,5; ce qui donnerait un grossissement définitif de $40 \times 14,5, = 580$: dans cette hypothèse, l'instrument devrait avoir une longueur de $255 + 18,62 = 273^{mm},62$.

Avec le même objectif et le même oculaire on pourrait obtenir d'autres amplifications, moindres ou plus grandes, suivant que l'on placerait l'objet à des distances plus grandes ou moindres au devant de l'objectif; mais en même temps il faudrait pouvoir raccourcir ou allonger l'instrument, c'est-à-dire diminuer ou augmenter la distance des deux verres, car le lieu de l'image réelle se rapprocherait ou s'éloignerait de l'objectif.

L'instrument dont nous venons d'indiquer la théorie est le microscope dioptrique dans toute sa simplicité, ou plutôt dans toute son imperfection, et tel qu'il sortit des mains des

premiers inventeurs, vers 1620; mais, depuis cette époque, on y a fait de nombreux changemens. M. Amici, de Modène, est parvenu, par d'heureuses recherches, à lui donner enfin, il y a quelques années, un degré de perfection qui laissait peu à désirer; et M. Ch. Chevalier, profitant de ces recherches, en a varié avec succès la disposition pour l'approprier à tous les genres d'observation. Nous décrirons donc de préférence le microscope de M. Ch. Chevalier.

411. Le *microscope composé* est représenté dans la figure 236 au quart de grandeur naturelle. L'objectif est en *b*, l'oculaire en *c*; le faisceau de lumière par lequel on voit l'objet s'élève d'abord verticalement, mais, au moyen d'une réflexion totale sur l'hypoténuse du prisme *r*, ce faisceau est renvoyé horizontalement vers l'oculaire, ce qui permet à l'observateur de prendre une position commode, soit pour varier ou prolonger ses expériences, soit pour dessiner les images qu'il aperçoit.

Voici, maintenant, la disposition des diverses pièces et leur mécanisme.

1° *Objectif*. L'objectif se compose d'une, deux ou trois lentilles achromatiques, dont les distances focales principales sont de 8 à 10 millimètres; elles portent les n°s 1, 2, 3; on peut employer la lentille n° 1 seule, ou les lentilles n° 1 et n° 2 avec l'attention de visser la première sur le tube, et la seconde sur la première; ou les lentilles n° 1, n° 2 et n° 3, avec l'attention de conserver encore leur ordre naturel en vissant le n° 3 sur le n° 2. Dans le premier cas, on a le moindre grossissement, et l'objet se trouve le plus loin possible de l'objectif; dans le second cas, le grossissement est plus fort, et l'objet plus près; enfin, dans le troisième cas, le grossissement est plus fort encore, et l'objet se trouve amené à une très petite distance de l'objectif.

2° *Oculaire*. Pour chacune des combinaisons de l'objectif, on peut adapter à l'instrument l'un des six oculaires qu'il porte sous les n°s 1, 2, 3, 4, 5 et 6. Les quatre premiers

sont construits sur le même principe ; chacun d'eux se compose de deux verres plans convexes, dont la convexité est tournée du côté de l'image ; entre ces verres, et au point précis où vient se faire l'image réelle de l'objet, se trouve un diaphragme dont l'ouverture est convenablement déterminée ; dans cette ouverture on place ordinairement, à angle droit, deux fils très fins qui servent de micromètre. Les oculaires n° 5 et n° 6 sont de simples loupes d'un foyer très court.

3° *Ajustement et éclairage des objets transparens.* — Les objets transparens doivent toujours être placés entre deux lames de verre, et on les mouille d'une goutte d'eau pure pour qu'ils soient complètement environnés de ce liquide : Ces lames en général se maintiennent d'elles-mêmes à une distance convenable sans altérer l'objet. S'il arrive, dans quelques occasions, que l'objet doive être simplement placé à sec sur une lame transparente, on peut bien encore l'observer avec le même grossissement, mais son image est toujours moins claire et moins distincte. Le système des lames se place sur l'ouverture *v* du porte-objet, et la pièce *d*, qui s'élève ou s'abaisse à frottement, sert à les maintenir et à les presser.

Le miroir concave *m* rassemble la lumière des nuées ou celle d'une lampe pour la concentrer sur l'objet. Le diaphragme mobile *f* sert à modérer l'éclat de la lumière ; on le fait tourner plus ou moins pour amener celle des ouvertures qui convient le mieux à l'objet qui est soumis à l'expérience : en général, les corps très minces et très transparens exigent une lumière moins éclatante. Au dessous du diaphragme se trouve encore un verre dépoli, que l'on tourne de manière à recevoir le faisceau lorsqu'on veut employer la lumière solaire ou celle d'une forte lampe.

Enfin, l'objet est amené près du foyer au moyen d'un pignon dont le bouton est en *p*, et la vis micrométrique p′ sert à le mettre exactement au point.

4° *Ajustement et éclairage des corps opaques.* — Les

corps opaques doivent être placés sur un très petit disque de verre noir collé sur une lame transparente, et mis ensuite sur le porte-objet : alors, pour les éclairer, on peut se servir ou d'une lentille ou d'un miroir, ou de ces deux moyens réunis.

5° *Moyens de parcourir le champ.* — Il y a pour cela deux vis micrométriques k et q : la première sert à pousser en avant ou à retirer en arrière le char du porte-objet et tout ce qu'il porte ; la seconde sert à le faire marcher latéralement de droite à gauche ou de gauche à droite. Au moyen de ces deux mouvemens combinés, on peut parcourir toute l'étendue de l'objet dans un sens ou dans l'autre sans perdre de vue son image.

5° *Grossissement.* L'un des meilleurs moyens de déterminer la force amplifiante du microscope est d'employer une chambre claire qui s'adapte à l'oculaire dont on fait usage, afin de voir en même temps un micromètre de verre mis au devant des lentilles comme objet, et une règle divisée mise dans la verticale de l'oculaire à une distance convenable : l'image amplifiée du micromètre se projette sur la règle, et l'on peut lire aisément le nombre des divisions qu'elle y occupe. Dans ce microscope, les combinaisons d'objectifs et d'oculaires, qui ne grossissent pas plus de 500 fois en diamètre, donnent des images d'une netteté remarquable. Les combinaisons qui portent le grossissement à 1000, 2000, 3000 ou 4000 fois, donnent des images un peu confuses.

Quelquefois, on se contente de mesurer le grossissement ou plutôt la grandeur réelle des objets au moyen des vis micrométriques k et q dont nous avons parlé ; ces vis ont un pas très petit et déterminé d'avance ; en outre, leurs têtes sont divisées, en sorte qu'il suffit de voir de combien de tours ou de fractions de tours il faut tourner pour faire passer un objet d'un côté à l'autre du fil micrométrique de l'oculaire dont la disposition est indiquée plus haut.

Ce microscope peut être placé verticalement. Il suffit pour cela de dévisser le prisme, de mettre les lentilles dans le pro-

longement du tube, et de faire tourner celui-ci autour du genou z ; on peut même, au moyen du second genou z', rendre la pièce zz' verticale, mettre le tube horizontal, et observer sur le porte-objet, qui est alors vertical. Enfin, le même instrument prend avec la plus grande facilité la disposition convenable pour les observations chimiques : pour cela, on tourne la pièce $b\,r$, qui tient au tube par un mouvement de baïonnette, et on lui donne la position indiquée dans la figure 237 ; sur le porte-objet se dispose un petit verre de montre contenant la dissolution soumise à l'expérience ; un miroir m' sert à l'éclairage.

La figure 238 représente le microscope *catadioptrique*, dont la théorie est indiquée dans la figure 239. L'objet est en v' ; un petit miroir plan m' renvoie les rayons sur le grand miroir métallique concave m, d'où ils reviennent former une image réelle qui s'observe avec les oculaires ordinaires.

412. *Détermination des indices de réfraction des liquides et des corps mous translucides au moyen du microscope.* — Supposons que l'on ait formé avec deux substances différentes, ayant des indices de réfraction n et n', des ménisques plans concaves de même rayon r : on sait que les distances focales principales f et f' de ces ménisques seront :

$$f = \frac{r}{n-1}, \quad f' = \frac{r}{n'-1}; \quad \text{d'où} \quad n' = 1 + (n-1)\frac{f}{f'};$$

ce qui donnerait n' au moyen de n, si l'on connaissait le rapport $\frac{f}{f'}$.

Pour former des ménisques de diverses substances qui soient tous plans concaves et de même rayon de courbure, il suffit de placer un fragment de ces diverses substances sur un verre plan à faces parallèles, et ensuite d'exercer une pression avec une lentille convexe, au point que le sommet de la convexité touche presque la surface du plan.

Or, si, pour faire cette expérience, on prend la lentille

objective d'un microscope, et qu'on la reporte ensuite à l'instrument pour faire successivement trois observations sur un objet quelconque, la première avec la lentille seule et isolée, la deuxième avec la même lentille et un ménisque d'eau, et la troisième avec la même lentille encore et un ménisque d'une substance quelconque, de cire par exemple, on pourra facilement en déduire l'indice de réfraction de la cire. En effet, soit b, b' et b'', la distance de l'objectif à l'objet dans la première, la deuxième et la troisième observation; soient φ, φ' et φ'' les distances focales principales de la lentille objective seule, de la lentille objective avec le ménisque d'eau, et de la lentille objective avec le ménisque de cire; soit enfin m la distance à laquelle l'image se forme derrière l'objectif, distance qui reste la même dans les trois cas. On a évidemment, pour la première et la seconde observation :

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{\varphi} + \frac{1}{b}, \qquad \frac{1}{m} = \frac{1}{\varphi'} + \frac{1}{b'}.$$

Mais φ' étant la distance focale principale du système, lentille et ménisque d'eau, il est clair que, si l'on mettait un point lumineux à une distance q', au devant du ménisque d'eau seul, le point lumineux formerait son image à une distance φ; et, puisque nous avons supposé que f était la distance focale principale du ménisque d'eau seul, on aura :

$$\frac{1}{\varphi} = \frac{1}{f} + \frac{1}{\varphi'}.$$

Cette équation, combinée avec les deux précédentes, donne :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{b'} - \frac{1}{b}.$$

La première et la troisième observation, combinées de la même manière, donneront pareillement :

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{b''} - \frac{1}{b};$$

D'où l'on déduira le rapport cherché $\frac{f}{f'}$.

413. *Télescopes.*—La pièce essentielle de tous les télescopes est un grand miroir concave de métal qui est tourné vers l'objet et qui en donne une image réelle et renversée d'après les lois dont nous avons précédemment parlé. Mais, comme il y a diverses manières d'observer cette image, il en résulte divers instrumens que nous allons successivement examiner.

Télescope de Grégory. — Le grand miroir concave $m\,m'$ (*fig.* 240) est percé en son centre de figure d'une ouverture circulaire $c\,c'$. Les rayons incidens $l\,l'$ vont former en $i\,i'$ une image réelle et renversée de l'objet ; cette image tombe au devant du petit miroir concave v, à une distance un peu plus grande que la moitié du rayon; alors elle devient comme un objet, et donne naissance à une seconde image redressée, qui est renvoyée dans l'ouverture $c\,c'$; là, un oculaire la reçoit pour l'amplifier encore, et l'œil la regarde en o ; une grande vis $s\,s'$, dont le bouton est b, sert à éloigner ou à rapprocher le miroir v, suivant que l'objet qu'on observe est plus près ou plus loin.

Télescope de Cassegrain. — Au petit miroir concave v de Grégory, Cassegrain substitue un petit miroir convexe x (*fig.* 241) qui doit recevoir les rayons *avant* qu'ils aient formé l'image réelle de l'objet : alors les rayons sont non seulement réfléchis, mais leur convergence est diminuée, et l'image réelle et renversée vient se former au même lieu que la seconde image du télescope de Grégory; là, elle est reçue sur l'oculaire, et l'œil l'observe comme dans le cas précédent.

Télescope de Newton. — Au lieu d'un petit miroir concave ou convexe, Newton emploie un petit miroir plan p (*fig.* 242) qui reçoit le faisceau sous un angle de 45° pour projeter l'image réelle latéralement sur un oculaire semblable aux précédens.

LUNETTES.

Toutes les lunettes se composent d'un objectif et d'un oculaire. L'objectif est destiné à recevoir la lumière des objets et à la concentrer pour former en son foyer des images réelles et renversées tout-à-fait analogues à celles qui viennent se peindre sur le tableau de la chambre noire ; l'objectif doit donc être parfaitement achromatique pour que les images soient nettes et sans couleur ; par conséquent, il doit toujours être composé au moins de deux substances inégalement dispersives : l'une travaillée en lentille convergente, l'autre en lentille divergente. Dans les lunettes ordinaires, ces lentilles sont contiguës ; dans les lunettes *dialithiques*, on conserve entre elles un espace plus ou moins grand qui permet de donner à la seconde bien moins de largeur qu'à la première. La composition de l'oculaire est bien plus variable que celle de l'objectif : il se réduit à une simple *lentille divergente* dans la *lunette de Galilée* ou *lunette de spectacle ;* il se compose d'*une* ou de *deux lentilles convergentes* dans la *lunette astronomique* ; enfin, il se compose de *quatre lentilles convergentes* dans la *lunette terrestre.*

Dans toutes les lunettes, la position de l'oculaire par rapport à l'objectif se détermine par ce principe que les rayons d'un même faisceau, c'est-à-dire ceux qui sont émis par un même point de l'objet, doivent être sensiblement parallèles entre eux lorsqu'ils sortent de l'oculaire. Ce principe n'est pas rigoureusement vrai, puisque la vision distincte ne peut s'accomplir que par des rayons plus ou moins divergens, suivant que l'organe est myope ou presbyte ; mais il est suffisamment approché pour donner une idée très nette des phénomènes.

414. *Lunette de Galilée*, ou *lunette de spectacle.* — Soit a la position de l'objectif (*fig.* 243), et f sa distance focale principale : s'il n'y avait pas d'oculaire, un objet très éloi-

gné formerait son image en $t\,t'$ à une distance f derrière l'objectif; cette image serait renversée, et du centre optique a elle serait vue sous le même angle que l'objet. Il s'agit maintenant de placer un oculaire divergent a', ayant une distance focale principale f', de telle sorte que les rayons d'un même faisceau soient parallèles entre eux au sortir de a'. Or, cette condition ne peut être remplie qu'en plaçant cet oculaire à une distance $f—f'$ de l'objectif, puisque alors les rayons qu'il reçoit, allant converger en $t\,t'$ ou au foyer principal de l'oculaire, seront rendus parallèles par son action divergente. Ainsi, dans la lunette de Galilée, la distance des deux verres est égale à la différence de leurs distances focales principales.

Il résulte de là : 1° que l'oculaire redresse l'image; 2° que le grossissement est égal à $\frac{f}{f'}$. En effet, les rayons qui allaient converger au point t deviennent parallèles entre eux, et leur direction commune est celle de la ligne $t\,a'$, menée du point t par le centre optique a' de l'oculaire; de même ceux qui allaient converger en t' sortent parallèles à l'axe secondaire $t'\,a'$; ainsi, l'image renversée $t\,t'$ se trouve redressée, puisque le point t, qui était en haut, se trouve vu en bas en n sur la direction de t en a', et réciproquement le point t' est vu en n' sur la direction de t' en a'.

Pour avoir le grossissement, il suffit de remarquer que la portion $t\,p$ de l'image aurait été vue du centre de l'objectif sous le même angle $t\,a\,p$ que la portion correspondante de l'objet, tandis qu'au moyen de l'oculaire elle est vue sous l'angle $t\,a'\,p$. Ainsi, le grossissement est :

$$\frac{t\,a'\,p}{t\,a\,p} = \frac{tang.\ t\,a'\,p}{tang.\ t\,a\,p} = \frac{f}{f'},$$

puisqu'on peut substituer les tangentes aux angles, et prendre les valeurs des tangentes dans les triangles rectangles $t\,a\,p$ et $t\,a'\,p$.

Le champ de ces lunettes ne peut guère dépasser 5 ou 6

degrés ; leur clarté dépend évidemment du diamètre de l'objectif et du grossissement.

415. *Lunette astronomique.* — Dans les lunettes astronomiques, l'image se forme réellement au foyer de l'objectif, et l'oculaire n'est qu'une sorte de loupe qui sert à la regarder. Soit f la distance focale principale de l'objectif, et tt' (*fig.* 244) l'image réelle et renversée d'un objet très éloigné : l'oculaire a' ayant une distance focale f', et devant agir pour que tous les rayons d'un même faisceau sortent parallèlement entre eux, il est évident qu'il doit être placé à une distance f' derrière l'image tt', et par conséquent à une distance f f derrière l'objectif.

Il résulte de là 1° que l'image reste renversée ; 2° que le grossissement est exprimé par $\frac{f}{f'}$. En effet, les rayons qui ont formé l'image au point t sont réfractés par l'oculaire de manière à émerger parallèlement à l'axe secondaire ta' ; l'œil qui les reçoit au sortir de l'oculaire voit donc le point t sur le prolongement de $a't$ vers n ; de même t' est vu vers n' sur le prolongement de $a't'$. Ainsi, l'image virtuelle est vue dans le même sens que l'image réelle, et se trouve par conséquent renversée comme elle par rapport à l'objet. Pour avoir le grossissement, il suffit de remarquer que la portion tp de l'image réelle est vue au moyen de l'oculaire sous l'angle $ta'p$, tandis que du centre de l'objectif elle serait vue comme la partie correspondante de l'objet sous l'angle $ta'p$. Le grossissement est donc :

$$\frac{ta'p}{tap} = \frac{tang\ ta'p}{tang\ tap} = \frac{f}{f'}.$$

En général, les bons oculaires des lunettes astronomiques ne sont pas simples comme nous venons de le supposer ; mais ils se composent de deux verres convergens, plan-convexes, ayant l'un et l'autre leur convexité tournée du côté de l'objectif. La distance focale du premier du côté de l'œil étant f'', celle du deuxième est $3f''$, et la distance des verres entre eux

$2f''$; d'où il est facile de conclure que la lentille unique qui serait capable de produire le même effet devrait avoir une distance focale principale f' égale à $\frac{3f'}{2}$, en sorte que le grossissement est $\frac{2f}{3f''}$.

Pour les plus forts oculaires la valeur de f'' est de $\frac{1}{2}$ ligne, et pour les plus faibles elle est de 6 lignes ; l'ouverture du diaphragme qui sépare les deux verres est variable, elle est de $\frac{3}{2}$ ligne dans le premier cas et de 3 lignes dans le second. Cet oculaire, imaginé par Huyghens, est représenté dans la figure 245; il s'appelle quelquefois oculaire *négatif*, parce que l'image réelle de l'objectif vient se former dans l'ouverture du diaphragme *d*, qui sépare les deux lentilles de l'oculaire; c'est là que se place le *micromètre*, ou le réseau de fils très fins, qui sert à mesurer la distance des divers points de l'image ou la durée des passages des astres.

On emploie aussi quelquefois l'oculaire de Ramsden, qui est dit *positif* parce que l'image est formée au dehors ; cet oculaire se compose pareillement de deux lentilles plan-convexes; mais elles sont à peu près de même force, et leur distance est moindre que la distance focale principale de chacune d'elles.

Le champ de la lunette dépend de l'oculaire, mais sa clarté à grossissement égal dépend du diamètre de l'objectif. Avec des objectifs de 11 à 12 pouces, comme ceux qui ont été travaillés en France, dans ces dernières années, par M. Lerebours, et par M. Cauchoix, on peut obtenir des grossissemens de 600 à 900 fois.

416. *Lunettes terrestres.* — Pour les observations terrestres, il importe que les images ne soient pas renversées, et on les redresse en composant l'oculaire de 4 verres convergens convenablement disposés (*fig.* 246). Le troisième et le quatrième ont leur côté plan du côté de l'objectif : la première image se forme alors en dehors de l'oculaire en tt' ;

mais, sans changer sensiblement de grandeur, elle se trouve renversée de nouveau en $r\,r'$ par l'effet des verres n°s 2, 3 et 4. Les rayons suivant la marche qui est indiquée sur la figure, il y a en d', au point de croisement, un deuxième diaphragme d'une ouverture déterminée, qui arrête les rayons des bords de l'image, pour lesquels le système des verres ne corrigerait pas suffisamment les aberrations de sphéricité et de réfrangibilité.

417. *Mesure du grossissement.* — Les grossissemens de la lunette de Galilée et de la lunette astronomique peuvent, comme nous l'avons vu, se déduire de la connaissance des distances focales principales des lentilles qui composent ces instrumens ; mais, ces distances focales étant elles-mêmes soumises à quelques incertitudes, à cause des épaisseurs des lentilles, on a cherché d'autres procédés directs de déterminer le grossissement. Parmi ces procédés, il y en a d'assez simples : cependant, je me bornerai à indiquer ici un moyen nouveau dont je me suis servi depuis quelques années, et qui me semble à la fois très simple et très rigoureux. Je place à 50 ou 60 mètres une règle portant des divisions blanches et noires, sur lesquelles je dirige la lunette ; au devant de l'oculaire est adapté obliquement, à 45° par exemple, un petit miroir métallique m percé d'un trou de 2 millimètres (*fig.* 247) ; à côté, se trouve un second miroir m' parallèle au premier : alors, par le trou du miroir m, on voit dans la lunette l'image amplifiée de la règle ; par réflection sur le miroir m' et sur les bords du trou du miroir m, on voit son image naturelle. Il reste à faire coïncider ces images et à reconnaître combien une division amplifiée couvre de divisions naturelles : ce nombre, qui se lit avec la plus grande facilité, est le grossissement de la lunette.

CHAPITRE VI.

Des Interférences et de la Diffraction.

418. *Hypothèses sur le mode d'existence de la lumière.*— Nous avons pu exposer les lois générales de la réflection, de la réfraction et de la décomposition de la lumière, en nous appuyant seulement sur l'expérience, sans qu'il fût besoin, pour les faire comprendre, de recourir à aucune considération théorique sur la nature de la lumière ou sur son mode d'existence. Cette méthode purement expérimentale ne peut plus s'appliquer avec la même simplicité aux phénomènes de diffraction, qui mettent en évidence des propriétés toutes nouvelles et si intimement liées à la théorie qu'il serait impossible de les présenter d'une manière claire et précise, sans avoir une idée générale du mode de mouvement qui constitue la lumière. Nous commencerons donc par rappeler en peu de mots les deux systèmes auxquels, dans tous les temps, les physiciens se sont arrêtés, savoir : *le système de l'émission* et *le système des vibrations ou des ondulations.*

Le système de l'émission suppose que la lumière se propage par un mouvement de *transmission* ou de *translation*, c'est-à-dire que les molécules lumineuses reçoivent des corps lumineux une impulsion qui les lance de toutes parts, comme de petits projectiles animés d'une prodigieuse vitesse. Ainsi, quand nous regardons le soleil, les molécules qui nous frappent seraient sorties de la substance propre de cet astre 8′ 13″ auparavant, et s'éloignant sans cesse d'un mouvement continu elles auraient, dans cet intervalle, franchi les 40 millions de lieues qui nous en séparent. Ces molécules auraient une existence matérielle indépendante du mouvement qui les

anime; mais leur masse, infiniment petite, ne serait point soumise à l'action de la gravité, elle constituerait une matière différente de la matière pesante. La diversité des couleurs résulterait de la diversité des vitesses; la réflection serait analogue à celle des corps élastiques; la réfraction supposerait : 1° que les milieux diaphanes laissent entre leurs molécules pondérables des espaces assez grands pour que les molécules lumineuses pussent les traverser librement; 2° que les molécules pondérables exercent une puissance attractive qui, en se combinant avec les vitesses acquises, produit les déviations que l'on observe.

Le système des vibrations ou des ondulations suppose au contraire que la lumière se propage par un mouvement de vibration qui se communique de proche en proche avec une grande vitesse dans une substance impondérable que l'on nomme *éther*. Ainsi, dans cette hypothèse, la lumière est analogue au son, du moins dans ce sens que le son est un mouvement de vibration dans l'air ou en général dans la matière pondérable, tandis que la lumière est un mouvement de vibration dans la substance éthérée. Partout où le son se propage, il y a de la matière; partout où la lumière se propage, il y a de l'éther. Donc l'éther remplit l'espace, car il n'y a pas un point de l'espace qui ne soit accessible à la lumière : il se trouve entre le soleil et la terre, entre tous les corps de notre système planétaire, et dans l'espace indéfini qui nous sépare des étoiles les plus éloignées, car, il n'y a pas un point de cette immense étendue qui ne soit à chaque instant traversé par d'innombrables rayons de lumière; et ce n'est pas seulement dans le vide des cieux que l'éther est répandu, mais il pénètre dans tous les corps, il remplit tous les intervalles que laissent entre eux les atomes pondérables. Si l'éther n'existait pas dans toute l'étendue de l'atmosphère, la lumière des astres n'arriverait pas jusqu'à nous; s'il n'existait pas dans l'eau, le verre, le diamant, et tous les corps diaphanes, ces corps ne se laisseraient pas traverser par

les ondes lumineuses ; enfin, s'il n'existait pas dans les intervalles qui séparent les atomes de notre enveloppe matérielle, la lumière ne pourrait pas nous affecter, les ondulations ne passeraient pas dans les humeurs de l'œil et jusqu'aux fibres nerveuses de la rétine, dernier terme visible où notre raison puisse les suivre. Les corps opaques eux-mêmes sont remplis d'éther, car ils deviennent transparens lorsqu'ils ont une ténuité suffisante.

Ainsi, le système des ondulations nous conduit à admettre l'existence d'une matière, ou plutôt d'une substance, au sein de laquelle se trouvent dispersés, suivant des lois éternelles, les divers fragmens de matière pondérable qui constituent les planètes et les astres.

Cependant, si l'éther est partout, il n'est pas partout identique à lui-même. Il est probable que dans le vide des espaces célestes, comme dans le vide artificiel produit par nos machines, il n'y a nulle différence dans la distribution de cette substance, et par conséquent nulle différence dans la marche de la lumière. Mais, dans l'intérieur des corps, la lumière se meut diversement ; les ondulations changent de vitesse et de longueur, par conséquent l'éther prend des élasticités différentes. Nous verrons même, par les expériences de polarisation, que, dans la plupart des corps cristallisés, son élasticité n'est pas la même dans tous les sens.

Si, dans toute son immense étendue, l'éther était en repos parfait, le monde entier serait dans les ténèbres : mais, qu'il soit ébranlé dans quelques points, à l'instant la lumière jaillit et se propage indéfiniment de toutes parts ; comme dans une atmosphère parfaitement tranquille, la simple vibration d'une corde fait naître un son qui se propage au loin suivant des lois déterminées. La lumière, qui est le mouvement, doit donc se distinguer de la substance éthérée elle-même dans laquelle le mouvement s'accomplit, comme le mouvement vibratoire qui constitue le son doit se distinguer de l'air ou

en général de la matière pondérable dans laquelle les vibrations s'accomplissent.

En parlant des ondes sonores, nous avons admis que le mouvement des molécules se fait dans le sens du rayon sonore, c'est-à-dire qu'elles s'éloignent et se rapprochent alternativement du centre d'ébranlement; mais, nous devons considérer ici le mouvement de vibration d'une manière plus générale, et reconnaître que le déplacement des molécules ou des portions de l'éther peut tout aussi bien se faire perpendiculairement au rayon que dans le sens même du rayon : ainsi, quand on allume une bougie dans les ténèbres, la lumière se propage dans un temps infiniment court, suivant la ligne qui va de la bougie à l'œil; mais rien n'empêche que les mouvemens vibratoires que l'acte de la combustion communique à l'éther environnant ne s'accomplissent perpendiculairement à cette ligne et dans un plan quelconque. C'est sous ce point de vue tout-à-fait général que nous examinerons les phénomènes dans le système des ondulations, sauf à chercher des caractères distinctifs pour constater, s'il est possible, le sens dans lequel les vibrations s'exécutent en réalité.

419. *Expérience de Fresnel sur les franges produites par la rencontre des rayons réfléchis.*—Deux miroirs métalliques plans sont disposés verticalement à côté l'un de l'autre (à peu près comme les feuillets d'un livre ouvert) de manière qu'ils fassent entre eux un angle très obtus. (La figure 259 représente une coupe horizontale des miroirs et du faisceau de lumière qui sert à l'expérience.) Au devant de ces miroirs, une lentille cylindrique d'un court foyer a concentre en f un faisceau de lumière homogène, qui vient ensuite tomber en partie sur le miroir m et en partie sur le miroir m'; les rayons, après s'être réfléchis, *loin de l'intersection* des miroirs, et *loin de leurs bords*, viennent se rencontrer dans l'espace, et là ils forment des *franges*, c'est-à-dire de petites bandes alternativement sombres et brillantes, que l'on peut

observer avec une loupe ou avec un micromètre que nous décrirons un peu plus loin. Ces franges présentent les caractères suivans :

1° Elles sont parallèles à la commune intersection des miroirs;

2° Elles sont symétriques de part et d'autre du plan $l c l'$, qui passe par cette intersection commune et par le milieu de la ligne $p p'$ qui joint les images du point f sur chacun des miroirs; la frange centrale qui est sur ce plan est toujours une frange brillante;

3° Les axes de chacune d'elles se trouvent sur des hyperboles dont les foyers sont en p et p' et dont le centre commun est en l;

4° Si l'on couvre *l'un* des miroirs, ou si l'on arrête avec un écran la lumière qui tombe sur sa surface, *toutes* les franges disparaissent;

5° Si le faisceau réfléchi par l'un des miroirs traverse une lame transparente à faces parallèles, soit avant, soit après la réflection, toutes les franges sont déplacées à droite ou à gauche; lorsque chacun des faisceaux traverse une lame de même substance, ce n'est plus en raison des épaisseurs absolues, mais en raison de la différence des épaisseurs de ces lames que le déplacement a lieu.

Cette expérience est l'une des plus importantes de l'optique, parce qu'elle démontre de la manière la plus évidente cette vérité fondamentale, savoir, que, sous certaines conditions, *de la lumière ajoutée à de la lumière produit les ténèbres*. En effet, il est évident, par exemple, que la première frange sombre, qui est à côté de la frange brillante centrale, reçoit de la lumière des deux miroirs comme la frange centrale elle-même, et que c'est le concours de ces deux lumières qui produit les ténèbres, puisqu'en couvrant l'un des miroirs, cette bande prend un éclat beaucoup plus vif. C'est Grimaldi qui a le premier constaté cette action mutuelle de deux rayons de lumière (*Physico-mathesis de*

lumine coloribus et iride. Bologne, 1665. Prop. 22, p. 187); plus tard, le docteur Young l'a démontrée de nouveau par d'autres moyens, et il en a déduit le principe général des *interférences*, qui exprime à la fois cette action elle-même et les conditions sous lesquelles elle s'exerce. Ce mot *interférence*, introduit dans la science par le docteur Young, signifie donc en général l'action mutuelle que deux rayons de lumière exercent l'un sur l'autre.

420. *Principe des interférences*. Ce principe général peut être énoncé de la manière suivante :

Deux rayons homogènes, émanés d'une même source, ajoutent leur éclat quand ils se rencontrent sous une petite obliquité, après avoir parcouru des chemins dont la différence est o, $\frac{2d}{2}$, $\frac{4d}{2}$, $\frac{6d}{2}$, c'est-à-dire un nombre *pair* de demi-valeurs de d : au contraire, ils se détruisent et produisent l'obscurité, quand ils se rencontrent après avoir parcouru des chemins dont la différence est $\frac{d}{2}$, $\frac{3d}{2}$, $\frac{5d}{2}$, etc., c'est-à-dire un nombre *impair* de demi-valeurs de d.

La valeur de d est un nombre différent pour les diverses couleurs, et même pour les diverses nuances du spectre.

Voici le tableau des valeurs de d, déterminées par Fresnel avec le dernier degré d'exactitude, comme nous le verrons dans un instant.

Tableau des valeurs de d *qui déterminent les périodes d'addition ou de destruction de lumière.*

Limites des couleurs principales.	Valeurs extrêmes de *d* en millionièmes de millimèt.	Couleurs principales.	Valeurs moyennes de *d* en millionièmes de millimèt.
Violet extrême. . .	406		
		Violet.	423
Violet indigo . . .	439		
		Indigo	449
Indigo bleu	459		
		Bleu	475
Bleu vert	492		
		Vert	521
Vert jaune.	532		
		Jaune.	551
Jaune orangé . . .	571		
		Orangé	583
Orangé rouge . . .	596		
		Rouge.	620
Rouge extrême . .	645		

Ainsi, deux rayons appartenant au *rouge moyen* du spectre se détruisent, et font du noir, quand ils se rencontrent, après avoir parcouru des chemins dont la différence est un nombre *impair* de fois $\frac{620}{2}$ ou 310 millionièmes de millimètre; pour deux rayons violets, la différence des chemins parcourus doit être seulement un nombre impair de fois $\frac{423}{2}$ ou 212 millionièmes de millimètre.

Reprenons maintenant l'expérience des miroirs, et essayons d'en déduire les preuves du principe que nous venons d'énoncer, et la détermination des valeurs de d.

Le point p (*fig.* 259) étant l'image du point f sur le premier miroir, on a $fn = np$ et $cp = cf$.

Par la même raison, à l'égard du second miroir, on a $fn' = n'p'$ et $cp' = cf$.

Donc, $cp = cp'$.

D'où il suit que la ligne lcl' a tous ses points à égale distance des deux images p et p'.

Mais, la lumière qui se réfléchit sur le premier miroir se trouve, pour sa direction et pour le chemin qu'elle fait, exactement comme si elle partait du point p; celle qui se réfléchit sur le second miroir est exactement aussi comme si elle partait du point p'.

Donc, tous les rayons tels que fgb et fhb, qui viennent se rencontrer sur la ligne ll', sont des rayons qui ont parcouru des chemins égaux; et réciproquement la ligne lcl', étant à égale distance des points p et p', se trouve être le lieu des rencontres de tous les rayons qui ont parcouru des chemins égaux. Or, comme il y a partout sur cette ligne une frange centrale brillante, ayant une fois autant d'éclat que la lumière réfléchie par un seul miroir, il en résulte que les rayons ajoutent leur éclat lorsqu'ils se rencontrent après avoir parcouru des chemins égaux.

Considérons actuellement la première frange sombre s, soit à droite soit à gauche de la frange centrale, et joignons son milieu aux deux points p et p' qui sont censés être les deux points rayonnants. Il est évident que les rayons ps et $p's$ qui arrivent en ce point se rencontrent après avoir parcouru des chemins inégaux dont la différence est $sp - sp'$ pour la frange sombre de gauche, $sp' - sp$ pour celle de droite. Donc, on ne fait autre chose qu'exprimer un fait en disant : Les rayons se détruisent quand ils se rencontrent après avoir parcouru des chemins dont la différence est $sp - sp'$. Or, Fresnel ayant déterminé les positions des points p et p' et mesuré exactement la distance ss, il en a pu conclure aisément la différence des chemins parcourus; et c'est ainsi qu'il a constaté que les rayons des différentes couleurs se détruisent lorsqu'ils ont parcouru des chemins dont la dif-

férence est 310 millionièmes de millimètre pour les rayons rouges, et 212 millionièmes pour les violets, etc., conformément au tableau précédent.

Fresnel a mesuré de même la distance s' s' des franges sombres du deuxième ordre, puis celle des franges du troisième ordre, etc.; puis celle des franges brillantes du premier, du deuxième, du troisième ordre..... Comparaison faite de ces mesures, il en est résulté le principe fondamental que nous avons énoncé plus haut, savoir, que les rayons s'ajoutent quand la différence de chemins parcourus est $0, \frac{2d}{2}, \frac{4d}{2}$, etc., et qu'ils se détruisent quand cette différence est $\frac{d}{2}, \frac{3d}{2}, \frac{5d}{2}$, etc.

La marche hyperbolique des franges est une conséquence immédiate de ce principe : car il est facile de voir que la série des points pour lesquels la différence $sp - sp'$ des distances aux points p et p' reste constante forme une branche d'hyperbole ayant ses foyers en p et p'; que la série des points pour lesquels la différence $s'p - s'p'$ reste constante forme une autre hyperbole ayant les mêmes foyers; de même pour la série des points dont la différence $s''p - s''p'$ reste constante, etc.

Fresnel n'a pas négligé de vérifier cette conséquence par un grand nombre de mesures prises à diverses distances des miroirs; ainsi, par son admirable sagacité et par la précision scrupuleuse qu'il portait dans toutes ses recherches, il est parvenu à donner des preuves directes et irrévocables du principe de l'action mutuelle des rayons lumineux et des lois suivant lesquelles cette action s'exerce.

Le principe des interférences établi sur ces données n'est donc autre chose que l'expression d'un fait.

On conçoit maintenant pourquoi les franges disparaissent lorsqu'on supprime la lumière réfléchie par l'un des miroirs, car il ne peut plus alors y avoir d'interférences : les rayons

du miroir découvert suivent leur route sans être partiellement détruits, et il en résulte une lumière de teinte uniforme dans toute l'étendue du faisceau réfléchi.

On conçoit pareillement pourquoi les franges sont déplacées par l'interposition d'une lame transparente dans le faisceau de l'un des miroirs ; car, la vitesse de la lumière étant différente dans les différens milieux, les rayons ne mettent pas le même temps pour traverser l'épaisseur de la lame interposée et pour traverser une même épaisseur d'air. S'ils mettent plus de temps dans la lame, ils sont comme s'ils avaient plus de chemin à faire dans l'air. Il en résulte par conséquent une véritable inégalité dans les chemins parcourus, bien que les longueurs de ces chemins soient géométriquement égales. De là le déplacement des franges, et, comme le sens de ce déplacement, observé pour la première fois par M. Arago, annonce toujours un retard dans la lumière qui traverse la lame de verre, il en résulte d'une manière incontestable que la lumière se meut plus lentement dans le verre que dans l'air.

421. *Explication du principe des interférences dans le système des ondulations.*—Concevons une ligne indéfinie ax (*fig.* 255), suivant laquelle se propage de la lumière simple d'une nuance quelconque. Admettons d'abord, pour rendre l'explication plus facile, que les mouvemens de vibration s'accomplissent dans le sens du rayon, c'est-à-dire que sur la ligne ax une molécule donnée d'éther reçoive successivement deux vitesses contraires : par exemple, des vitesses positives qui la poussent dans le sens ax de la propagation, et ensuite des vitesses négatives qui la rappellent dans le sens xa vers l'origine du mouvement que nous supposerons quelque part à gauche du point a. Les vitesses positives passent nécessairement par divers degrés d'intensité : elles sont nulles d'abord, elles deviennent croissantes, atteignent un *maximum*, et décroissent ensuite jusqu'à redevenir zéro. Il en est de même des vitesses négatives, et l'on admet de plus

que celles-ci passent exactement par les mêmes périodes que les premières. Par conséquent, si l'on considère au même instant toutes les molécules de la ligne ax, on en trouvera dans tous les états et avec tous les degrés possibles de vitesse. Au point e, par exemple, la vitesse sera nulle; puis les points précédens jusqu'au point d auront des vitesses positives, qui seront croissantes jusqu'en p, puis ensuite décroissantes; de d en c, les vitesses seront négatives, ayant aussi leurs maximum au point p; de c en a se renouvelleront exactement les mêmes périodes, et ainsi de suite sur toute l'étendue de la ligne lumineuse. La longueur de la ligne ec sur laquelle se trouve une période complète des vitesses, dans leur ordre, est ce que l'on appelle *la longueur de l'ondulation*. C'est cette longueur qui est de 520 millionièmes de millimètre pour les rayons rouges moyens, et de 423 millionièmes seulement pour les violets. Ainsi, en suspendant par la pensée la course rapide d'un rayon lumineux, et en l'observant tel qu'il est à cet instant, l'on trouverait pour la lumière rouge un million d'ondulations dans la longueur de 620 millimètres ou un million d'espaces tels que ac, de, etc.

Maintenant, pour mieux peindre aux yeux les divers états des molécules dans la longueur d'une ondulation, l'on peut, de chaque molécule, élever sur la ligne ax une perpendiculaire qui représente en longueur la vitesse correspondante, et comme la direction de cette vitesse est de a vers x pour les points compris entre e et d, et au contraire de x vers a pour les points compris entre d et c, si l'on élève ces perpendiculaires *au dessus* de ax pour le premier cas, et *au dessous* pour le second, la ligne sinueuse $cmdme$, formée par les extrémités de ces perpendiculaires; pourra donner une juste idée de la direction et de la grandeur des vitesses. Les lignes courbes des vitesses, formées d'après ces principes et ces conventions, peuvent servir ainsi à caractériser les ondulations, et comme on peut concevoir une infinité de courbes différentes, passant par les points e, d et c, et

remplissant les conditions voulues de grandeur et de symétrie, il est évident qu'il peut y avoir une infinité d'ondulations différentes, ayant toutes la même longueur.

Après avoir reconnu l'état dans lequel se trouvent les *divers points* de la ligne lumineuse ax à *un instant donné*, nous devons examiner encore l'état à *un même point*, considéré dans *plusieurs instans consécutifs*. Le point e, par exemple, est en repos, sa vitesse est nulle; mais, dans les instans suivans, toutes les vitesses qui affectent *présentement* les points précédens jusqu'à c viendront affecter *successivement* le point e. Ainsi, dire qu'une ondulation passe par un point donné, c'est dire que ce point reçoit successivement, et dans leur ordre, toutes les vitesses qui constituent l'ondulation.

Cela posé, considérons une autre ligne $a\,x$ (*fig.* 256), et une autre ondulation identique à la précédente, qui se propage suivant cette ligne; supposons de plus que cette seconde ondulation se trouve d'accord avec la première, c'est-à-dire qu'à un instant donné les points de repos et de mouvement se correspondent exactement. Il est clair que s'il y a ainsi accord parfait à un instant, cet accord se soutiendra toujours. Quand le point e sera en repos sur la première ligne, il sera en repos sur la seconde; quand il aura le maximum de vitesse positive sur la première, il aura le maximum de vitesse positive sur la seconde, etc. Or, si l'on pouvait, par un moyen quelconque, amener le rayon lumineux ax de la figure 256 en coïncidence avec le rayon ax de la figure 255, sans rien changer à l'accord où ils se trouvent; il est évident que toutes les vitesses seraient doublées par la superposition des petits mouvemens, et que l'intensité de la lumière en serait augmentée.

Le résultat serait le même encore si l'un des rayons était en retard ou en avance sur l'autre, d'une ou de plusieurs ondulations entières, ou, ce qui est la même chose, d'un *nombre pair* de demi-ondulations.

Et enfin il serait encore le même si les deux rayons, au lieu de se superposer, venaient seulement concourir au même point et se rencontrer sous une petite obliquité.

Donc, premièrement, deux rayons homogènes ajoutent leur éclat quand ils se rencontrent sous une petite obliquité et que l'un d'eux est, à l'égard de l'autre, en avance ou en retard, d'un *nombre pair* de demi-ondulations.

Mais, si l'un des rayons est en retard sur l'autre d'une demi-ondulation, comme le rayon $a'x'$ (*fig.* 257) à l'égard du rayon ax (*fig.* 256), les phénomènes changent complètement d'apparence : alors le point e, par exemple (*fig.* 256), correspond au point f' (*fig.* 257). Le premier de ces points va être traversé par l'onde edc, et le deuxième par l'onde $f'e'd'$; ainsi, l'un prendra des vitesses positives, tandis que l'autre recevra des vitesses négatives égales, et *vice versâ*.

Par conséquent, si l'on suppose que les deux rayons ax et $a'x'$ soient amenés en coïncidence, les vitesses se détruiront à chaque instant par leur superposition, et tous les points seront en repos; il n'y aura plus de mouvement et plus de lumière.

Ainsi, la coïncidence de deux rayons homogènes peut produire les ténèbres complètes.

Le résultat serait le même si l'un des rayons était en retard ou en avance sur l'autre, d'un nombre impair quelconque de demi-ondulations.

Il serait le même encore si les rayons se rencontraient sous une petite obliquité.

Donc, secondement, deux rayons homogènes se détruisent et produisent les ténèbres quand ils se rencontrent sous une petite obliquité, et que l'un est à l'égard de l'autre en retard ou en avance d'un *nombre impair* de demi-ondulations.

L'analyse que nous venons de faire des mouvemens oscillatoires qui s'accomplissent dans le sens du rayon s'applique évidemment à ceux qui pourraient s'accomplir perpendiculairement au rayon, pourvu qu'ils se trouvent dans

le même plan, car s'ils se trouvent dans des plans différens, leur composition est soumise à d'autres lois.

C'est ainsi que le principe des interférences devient une conséquence nécessaire du système des ondulations. En se reportant maintenant à l'expérience des miroirs, on pourra facilement en faire l'analyse, et reconnaître que l'inégalité des chemins parcourus par les rayons qui viennent former les franges sombres et brillantes produit un retard d'un nombre impair de demi-ondulations dans le premier cas, et d'un nombre pair dans le second.

422. *Description de l'appareil général de diffraction.*—Les figures 248 à 253 représentent les diverses pièces dans l'appareil complet de diffraction ou *banc de diffraction* que j'ai fait construire pour la Faculté des sciences, par M. Soleil qui apporte des soins minutieux et une ingénieuse habileté dans la construction des instrumens d'optique.

a est un plateau de bois, supporté par des vis calantes, ayant un peu plus de deux mètres de longueur; *b* est une pièce de fonte très solide, de deux mètres de longueur, ajustée à la manière d'un banc de tour, c'est-à-dire que ses deux bords supérieurs sont parfaitemement droits; l'un *c* est plat, et l'autre *d* prismatique; sur ce banc, viennent s'adapter des supports de cuivre, tels que *s* (*figure* 248), *s'* (*figure* 249), *s''* (*fig.* 250), ayant tous la même hauteur et le même axe; on voit dans le support *s''*, l'espèce de coulisse destinée à recevoir successivement les fiches n° 1 à n° 17 (*fig.* 251), sur lesquelles sont disposés les appareils qui doivent agir sur la lumière. Parmi ces appareils, les deux premiers sont destinés à être mis sur le *premier support*, *s''*, c'est-à-dire à la tête du banc; ils servent seulement à disposer la lumière en faisceaux de formes et de dimensions convenables; les autres sont destinés à être mis sur le *deuxième support*, *s'*, c'est-à-dire à une certaine distance déterminée derrière le premier support, pour recevoir la lumière et produire les différens phénomènes d'interférence ou de diffraction.

N° 1. Lentille cylindrique pour la tête du banc;

N° 2. Appareil à biseaux, donnant une fente de grandeur variable; il doit pour plusieurs expériences se substituer à la lentille cylindrique;

N° 3. Écran à biseau qui couvre la moitié de l'ouverture de la fiche;

N° 4. Un fil fin de métal, un crin ou un cheveu;

N° 5. Une aiguille, ou une bande taillée en pointe;

N° 6. Une tige d'environ un millimètre de diamètre. Il y a de chaque côté un écran mobile, l'un opaque pour l'expérience du docteur Young, l'autre transparent pour l'expérience de M. Arago;

N° 7. Petit cercle opaque sur une lame de verre;

N° 7 *bis*. Ouverture circulaire plus petite que le cercle opaque n° 7; elle doit être mise sur le premier support, quand on met le cercle n° 7 sur le deuxième;

N° 8. Appareil à biseaux pour le deuxième support, la tête de la vis doit être divisée pour que l'on puisse mesurer avec exactitude la largeur de l'ouverture, ou la distance des biseaux;

N° 9. Ouverture circulaire d'environ un millimètre pour les franges circulaires; il en faut deux pareilles, l'une pour le premier support, l'autre pour le deuxième;

N° 10. Miroir de verre noir, pour les franges qui se produisent par l'influence des bords sur la réflexion; on en voit la coupe au dessous;

N° 11. Miroir semblable au précédent, mais assez étroit pour que les deux bords agissent à la manière de deux biseaux voisins; on en voit la coupe au dessous;

N° 12. Trois tiges de un à deux millimètres de diamètre, les deux tiges des bords ne servent qu'à produire des fentes de chaque côté de celle du milieu; dans cet état, elle sert à faire avec la lumière solaire l'expérience des fentes étroites, du docteur Young; il y a en outre un écran opaque pour fermer à volonté une des fentes, sur une partie de sa hauteur;

de l'autre côté, l'écran de verre de M. Arago, pour couvrir les deux fentes ou une seule;

N° 13. Appareil semblable au précédent, mais à tiges plus minces pour faire les mêmes expériences avec la lumière de la lampe;

N° 14. Deux ouvertures circulaires très petites pour l'expérience de Grimaldi, avec des écrans semblables aux précédens;

N° 15. Disposition du bi-prisme de M. Pouillet, représenté à part (*fig.* 252);

N° 16. Disposition des miroirs de Fresnel représentés à part (*fig.* 258);

N° 17. Réseau, formé par des traits aux diamans équidistans parallèles, soit sur du verre, soit sur des plaques de métal; il y a de 20 à 100 traits au millimètre.

Pour faire les expériences avec la lumière solaire, on ramène dans la chambre noire, au moyen de l'héliostat, un faisceau de lumière suivant l'axe optique du banc de diffraction, et cette lumière, préparée par la lentille n° 1 ou par l'ouverture n° 2 du premier support, vient tomber sur l'appareil du deuxième support. Si l'on veut agir sur la lumière homogène, on met un verre rouge derrière le premier support, ou bien l'on adapte un prisme au volet même de la chambre noire, et l'on projette successivement ses diverses couleurs sur le banc de diffraction.

Lorsqu'on veut se servir de la lumière artificielle, on met en avant de la tête du banc une flamme d'alcool salé ou une lampe de Carcel, portant, outre sa cheminée de verre, une cheminée de tôle percée vis à vis la flamme d'une petite fenêtre par laquelle la lumière se dirige suivant la longueur de l'appareil, et l'on procède comme avec la lumière solaire.

Dans l'un et l'autre cas, les franges produites viennent s'observer près de l'autre extrémité du banc avec le *micromètre de Fresnel* qui est mis en place dans la figure 248. Cet appareil se compose d'une vis micrométrique *v* dont le pas

est par exemple de $\frac{1}{2}$ millimètre, et dont la tête t est divisée, je suppose, en 500 parties, en sorte qu'une division corresponde à un déplacement d'un millième de millimètre; la vis entraîne dans son mouvement une pièce de cuivre percée d'un trou dans lequel s'adapte une loupe représentée à part en l, et au foyer de la loupe est tendu un fil vertical très fin qui se déplace avec elle et avec la pièce de cuivre sur laquelle elle est montée. On comprend d'après cela que pour mesurer la distance absolue de deux franges sombres ou brillantes, il suffit d'observer sur la tête de la vis de combien de divisions elle a dû tourner pour que le fil micrométrique passe du milieu de l'une des franges au milieu de l'autre. Pour amener la loupe vers le point où tombent les franges, on fait mouvoir latéralement tout le système du micromètre sur la grande pièce y, au moyen d'un pignon denté z et d'une crémaillère w. Les distances entre l'appareil agissant du deuxième support et le fil micrométrique de la loupe se mesurent avec une grande exactitude au moyen de la division du banc lui-même.

Les miroirs de Fresnel sont, comme nous l'avons dit, montés sur la fiche n° 16, mais nous avons pensé qu'il était nécessaire de les représenter à part et plus en grand (*fig.* 258). Le 1er miroir m est fixé par 3 vis; le 2e m' est mobile sur les pointes de deux vis a et b, et il s'incline plus ou moins, au moyen de la 3e vis c. La fiche qui les porte se met à environ 2 décimètres de la tête du banc, et l'on peut alors avancer le micromètre depuis l'extrémité du banc jusque auprès des miroirs, pour observer les franges dans diverses positions, soit qu'on les produise au moyen de la lumière du spectre, ou au moyen de la lampe de Carcel et d'un verre rouge.

Comme cette expérience est assez délicate, j'avais imaginé autrefois d'y suppléer par le double prisme de la fiche n° 15, dont la section est représentée à part dans la figure 252: l'inclinaison des faces a et b est fort exagérée, car elle doit

être excessivement petite ; on comprend que, les épaisseurs du verre traversées par la lumière étant très peu différentes, on obtient ainsi des différences de chemins parcourus analogues à celles que donnent les miroirs, et par conséquent des franges qui présentent les mêmes caractères.

Lorsqu'on fait ces expériences ainsi que les suivantes avec de la lumière blanche, les phénomènes changent d'apparence : on n'observe plus des franges alternativement sombres et brillantes, mais bien des franges diversement colorées. En effet, les franges violettes étant toujours plus étroites que les rouges, et par conséquent plus serrées, on voit que les différens systèmes de franges des diverses couleurs se superposent en empiétant les unes sur les autres, de manière à former des teintes composées qui se succèdent dans un ordre parfaitement régulier. La figure 254 donne une idée de cette composition ; elle représente seulement les franges rouges, vertes et violettes, et il est facile de juger à l'œil de ce que l'on obtiendrait en les superposant.

423. *Franges produites par les bords des écrans.* — Lorsqu'on met sur le 1er support de l'appareil général la fiche n° 1, et sur le 2e support la fiche n° 2, la ligne qui va du foyer de la lentille cylindrique au bord de l'écran détermine l'ombre géométrique, et l'on reconnaît qu'il n'y a aucune frange dans cette ombre à quelque distance qu'on l'observe ; il y a seulement une teinte qui va en se dégradant rapidement : mais au dehors de l'ombre, dans l'espace qui devrait être uniformément éclairé, on distingue plusieurs franges sombres et brillantes lorsqu'on emploie de la lumière homogène, et plusieurs franges de diverses couleurs lorsqu'on emploie de la lumière blanche. En les observant, avec le micromètre, à diverses distances, on constate aisément que la 1re, la 2e et toutes les suivantes, se trouvent sur des branches d'hyperboles de plus en plus ouvertes, ayant leur sommet au bord de l'écran et leur centre commun au milieu de la distance qui sépare l'écran du point lumineux, c'est-à-dire du

foyer de la lentille. Ces observations, pour constater la marche hyperbolique des franges, se font aisément au moyen d'un écran large à bords parallèles, puisqu'il suffit alors de mesurer la distance de deux franges de même ordre, situées l'une à droite, l'autre à gauche, d'en retrancher la largeur de l'ombre de l'écran et de prendre la moitié du reste, qui exprime la distance de la frange à l'ombre géométrique.

Voici maintenant le principe général au moyen duquel Fresnel explique la formation des franges et toutes leurs propriétés, quel que soit l'appareil qui serve à les produire.

« Les vibrations d'une onde lumineuse dans chacun de ses » points peuvent être regardées comme la somme des mou- » vemens élémentaires qu'y enverraient au même instant, en » agissant isolément, toutes les parties de cette onde consi- » dérée dans une quelconque de ses positions antérieures. »

Ainsi, le point f (*fig.* 260) étant un point lumineux, ou le foyer d'un faisceau de lumière simple, et le cercle $x\,z\,x'$ représentant une portion de l'une des ondes envoyées par ce point lumineux, la vitesse qui se produira en un point quelconque p, lorsque cette portion de l'onde y passera, sera la même que la vitesse qui serait produite en ce point par la résultante de toutes les actions que les divers élémens $a\,m\,c$ de l'onde pourraient exercer sur lui, en les considérant comme autant de centres d'ébranlement ou de points lumineux particuliers. Il arrive même que dans la composition des mouvemens élémentaires envoyés en p par les diverses parties de l'onde $x\,z\,x'$, l'on ne doit tenir compte que des parties qui avoisinent le point z situé sur la ligne $f\,p$, et négliger complètement celles qui en sont assez éloignées pour que les lignes correspondantes, telles que $a\,p$, $m\,p$, $c\,p$, aient une inclinaison sensible, parce que leurs actions deviennent contraires et se détruisent mutuellement. En effet, prenons par exemple ces trois points a, m, c, de manière que $a\,p - m\,p$ soit égal à $m\,p - c\,p$ et égal à une demi-ondulation; à cause de l'obliquité de ces lignes, et de leur longueur qui

est comme infinie par rapport à la longueur si petite d'une demi-ondulation, il est clair que les arcs très petits $m\,a$ et $m\,c$ seront égaux entre eux ; or, les ondulations qui arriveraient en p suivant $a\,p$ et suivant $m\,p$ étant en discordance, c'est-à-dire en différence d'une demi-ondulation, se détruiraient ; pareillement, les ondes qui partiraient de tous les points compris entre a et m étant en discordance avec celles qui partiraient des points correspondans compris entre m et c, il y aurait destruction complète, puisque $a\,m = m\,c$. Donc la résultante des actions de l'onde $x\,z\,x'$ sur le point p ne dépend que des actions produites par les divers points de cette onde qui sont à une petite distance du point z. Ce que nous disons du point p s'applique au point p' et à tout autre point quelconque ; c'est-à-dire que la résultante des actions que les divers points d'une onde exercent sur un point donné dépend seulement des actions produites par les points de cette onde qui se trouvent à une petite distance de la ligne menée du point lumineux au point donné. Quand l'onde se propage librement, toutes ces résultantes sont égales pour des points qui sont à la même distance du point lumineux, et la lumière est uniforme.

Mais quand l'onde $x\,z\,x'$ rencontre un obstacle, par exemple, un écran $z\,v$ (*fig.* 261), la portion $z\,x'$ étant arrêtée, la résultante des actions qui s'exercent au point p est seulement produite par les divers points de la portion $z\,x$ de l'onde qui reste libre. Par conséquent, pour connaître l'influence d'un écran, il faut savoir calculer la résultante des actions que les divers points de la partie libre de l'onde peuvent exercer sur un point donné.

Or, si ce point est en p' par exemple, de telle sorte que la ligne $f\,p'$ vienne percer la surface de l'onde $x\,z\,x'$ en un point z' un peu éloigné du bord z de l'écran, il suit de ce que nous venons de voir que la résultante étant seulement dépendante des points qui avoisinent le point z' et tout-à-fait indépendante des points éloignés comme z et x', l'éclat

de la lumière reçue en p' ne sera modifié en rien par la présence de l'écran. Voilà pourquoi les franges diffractées ne s'étendent jamais qu'à une petite distance angulaire du bord de l'écran.

Mais si le point donné est en p'' de manière que $f p''$ perce l'onde en un point z'' assez voisin de z pour que l'action exercée suivant $z p''$ ne puisse être négligée, alors la lumière qui arrive en ce point p'' est modifiée par la présence de l'écran.

Nous allons essayer de faire comprendre le principe de ces modifications et la cause des alternatives d'ombre et de lumière qu'elles produisent. Pour simplifier les idées, nous raisonnerons seulement sur ce qui arrive dans le plan de la figure; il est facile de voir que tout sera pareil dans les plans voisins de celui-ci, soit que le foyer f provienne d'une lentille cylindrique parallèle au bord de l'écran, soit qu'il provienne d'une lentille sphérique ou d'une très petite fente.

Soit f le point lumineux (*fig.* 262), et $x z x'$ la portion d'une onde qui se propage vers le point p. Menons la ligne $f p$, et séparons par la pensée les effets produits sur le point p par les deux portions $x z$ et $z x'$ de l'onde $x z x'$, ces portions étant assez étendues pour comprendre tous les points de l'onde qui peuvent transmettre en p des actions sensibles; car, d'après ce qui précède, nous pouvons négliger tout ce qui est à une distance un peu grande du point z. Tout étant symétrique de chaque côté de $f z$, il est évident que la somme des actions produites en p par $x z$ sera identique à la somme des actions produites au même point par $z x'$, et que si l'on représente par 1 la vitesse qui résulte des premières, 1 sera aussi la vitesse qui résulte des secondes, et par conséquent 2 sera la vitesse que doit posséder le point p quand il reçoit pleinement et sans obstacle la somme des actions que tous les points *efficaces* de l'onde $x z x'$ peuvent exercer sur lui.

Du point p comme centre, et d'un rayon $p z$, décrivons un arc de cercle et traçons les lignes $p b$, $p s$, $p b'$, $p s'$, etc.;

de telle sorte que leurs parties bt, sr, $b't'$, $s'r'$, etc., comprises entre les arcs zx' et zk, soient respectivement égales, la première à une demi-ondulation, la deuxième à deux demi-ondulations, la troisième à trois demi-ondulations, etc.; alors de cette construction simple on pourra tirer les conséquences suivantes :

1° Les arcs correspondans zb, bs, sb', $b's'$, etc., dépendront, pour leurs grandeurs, et de la distance de l'onde xzx' au point lumineux f, et de la distance du point p à l'onde xzx' ; mais dans tous les cas ils iront en décroissant avec plus ou moins de rapidité : le premier zb étant plus grand que le deuxième, celui-ci plus grand que le troisième, etc.

2° Tous les points compris de z en b ou sur le premier arc exerceront sur le point p des actions *conspirantes* entre elles, quel que soit d'ailleurs l'ordre suivant lequel décroisse l'intensité de ces actions à mesure que l'on s'éloigne de z ; il en sera de même des actions exercées par les points compris de b en s, ou sur le deuxième arc, et de s en b', et de b' en s', etc.

3° Les actions exercées par les points compris de z en b, ou sur le premier arc, seront *discordantes* avec les actions exercées par les points compris de b en s ou sur le deuxième arc; celles-ci seront discordantes avec celles du troisième, qui seront discordantes à leur tour avec celles du quatrième, etc.; car l'action qui s'exerce suivant zp sera en discordance complète avec celle qui s'exerce suivant bp, puisque par hypothèse les longueurs de ces lignes diffèrent d'une demi-ondulation. Par la même raison, chacun des points compris entre z et b sera en discordance avec l'un des points compris entre b et s, puisqu'on peut choisir ces deux points de manière que la différence de leurs distances au point p soit d'une demi-ondulation, etc.

4° Malgré ces discordances complètes, l'action du premier arc zb ne sera que partiellement détruite par celle du deuxième arc bs, parce que zb est plus grand que bs, et parce que les points de zb agissent sur le point p moins obli-

quement et par conséquent avec plus d'énergie que les points de $b\,s$; de même l'action du troisième arc ne sera que partiellement détruite par celle du quatrième, etc.; la résultante totale des actions de l'arc $z\,x$ sur le point p n'est donc autre chose que les différences des actions discordantes et contraires produites sur ce point par le premier et le deuxième arc, le troisième et le quatrième, etc.; ou, si l'on veut, cette résultante est l'excès des actions produites par les arcs de rang impair sur les actions produites par les arcs de rang pair ; tous ces arcs étant déterminés, comme nous l'avons vu, par la condition que les lignes $p\,z$, $p\,b$, $p\,s$ diffèrent d'une demi-ondulation. C'est cette différence ou cet excès qui donne au point p une vitesse dans un sens ou dans l'autre, que nous avons supposée être égale à 1.

5° C'est le premier arc, ou le plus voisin de la ligne $f\,p$, qui détermine le sens de cette vitesse qui est imprimée par la résultante totale ; et si l'on pouvait, par exemple, arrêter ou supprimer l'action de tous les points compris entre z et b, la résultante de tous les arcs restans donnerait en p une vitesse moindre que 1, et le point p vibrerait dans le sens de la résultante de $b\,s$, c'est-à-dire qu'il serait en discordance avec la résultante des actions de $z\,b$. Il suit encore de là que l'action produite par le premier arc seul l'emporte en intensité sur l'action produite par tous les autres ensemble ; car le résultat change de signe suivant que le premier y entre ou n'y entre pas. Ce que nous disons ici du premier, par rapport à tous les autres, s'applique à l'un quelconque des arcs par rapport à tous les suivans ; l'action isolée de chacun l'emporte toujours en intensité sur la somme des actions de tous ceux qui le suivent.

Ces conséquences nous conduisent à la véritable cause de la production des franges.

En effet, supposons 1° qu'un écran arrête toute la partie $z\,x$ de l'onde $x\,z\,x'$, (*fig.* 262); le point p reçoit alors l'action de la partie $x\,z$ et prend une vitesse égale à 1.

Supposons 2° que le bord de l'écran soit en b, alors la partie bx' est seule arrêtée, le pont p reçoit l'action de $x\,z$, plus l'action de $z\,b$; ces actions sont conspirantes, et il en résulte en p une vitesse égale à 1 de la part de $x\,z$ et plus grande que 1 de la part de $z\,b$. Donc quand le point p est placé à l'égard de l'écran de telle sorte que la somme des distances $f\,b + pb$ au bord de l'écran l'emporte *d'une demi-ondulation* sur la ligne droite $f\,p$, il recoit *plus de vitesse* qu'il n'en recevrait *si l'écran n'existait pas*.

Supposons 3° que le bord de l'écran soit en s, la partie $s\,x'$ est seule arrêté; le point p reçoit l'action de $x\,z$, plus l'action de $z\,s$: la première donne en p une vitesse égale à 1; la seconde, étant seulement l'excès de la résultante de $z\,b$ sur celle de $z\,s$, donne une vitesse bien moindre que 1; donc, quand le point p est placé à l'égard de l'écran de telle sorte que la somme des distances $f\,s + p\,s$, au bord de l'écran, l'emporte de *deux demi-ondulations* sur la ligne droite $f\,p$, il reçoit beaucoup *moins de vitesse* qu'il n'en recevrait si l'écran n'existait pas.

En suivant le même raisonnement, nous pouvons conclure d'une manière générale que la présence d'un écran augmente la vitesse de vibration sur tous les points pour lesquels la ligne brisée, qui arrive au point lumineux en passant par le bord de l'écran, surpasse d'un nombre *impair* de demi-ondulations la ligne droite qui arrive directement au point lumineux ; la trace de tous ces points forme donc la trace de toutes les franges brillantes ; et qu'au contraire la présence de l'écran diminue la vitesse de vibration dans tous les points pour lesquels la ligne brisée qui arrive au point lumineux en rasant le bord de l'écran surpasse d'un nombre *pair* de demi-ondulations la ligne droite qui arrive directement au point lumineux ; la trace de tous ces points forme donc la trace de toutes les franges sombres. Nous pouvons conclure de là que les traces de ces franges forment des hyperboles et non des lignes droites ; qu'elles sont plus serrées dans la lu-

mière violette que dans la lumière rouge ; enfin que leurs distances à l'ombre géométrique change avec la distance du point lumineux à l'écran, et avec celle du tableau sur lequel on les reçoit.

Dans ce qui précède nous avons seulement parlé des vitesses de vibration que doit prendre le point p suivant sa position par rapport à la partie de l'onde qui n'est pas arrêtée par l'écran, parce qu'en effet ce sont ces vitesses qui résultent immédiatement de la composition des mouvemens élémentaires qu'il reçoit des différentes parties de l'onde lumineuse. Quant à l'*intensité de la lumière*, ou à la vivacité de l'impression que nous en pouvons reçevoir, elle n'est pas proportionnelle à ces simples vitesses, mais bien au carré de ces vitesses, car elle est évidemment proportionnelle à la force vive, c'est-à-dire au carré de la vitesse multipliée par la densité du milieu ; et, au fond de notre œil, cette densité de l'éther est constante pour la même organisation. Remarquons enfin que pour la lumière, comme pour le son, le changement de vitesse ne change pas l'isochronisme des vibrations, mais seulement leur amplitude ; un son grave reste toujours grave, parce que ses vibrations s'accomplissent toujours dans le même temps ; la lumière rouge reste toujours rouge par la même raison, et la lumière rouge diffère de la lumière violette parce qu'elle correspond à un moindre nombre de vibrations dans le même temps, comme un son grave diffère d'un son aigu par la même cause. C'est en partant de ces données que Fresnel est parvenu, non seulement à expliquer la formation des franges dans tous les cas possibles, mais à donner des formules pour calculer l'intensité de la lumière et la nature des teintes qui se développent dans les principaux phénomènes d'interférence ou de diffraction.

424. *Franges intérieures produites dans l'ombre des corps déliés ou des écrans étroits.* Soit $l\,l'$ (*fig.* 263), un écran, f un point lumineux, $x\,l\,l'\,x'$ l'onde incidente, que

nous supposerons appartenir à la lumière rouge homogène, t le foyer de la loupe sur laquelle on reçoit l'ombre de l'écran, gg' la largeur de l'ombre géométrique, et p un point quelconque situé dans cette ombre, dont l'axe est suivant la ligne fzt.

Sur le cercle $xll'x'$, qui représente l'onde incidente, on prend à gauche de $p\,l$ des points a, b, c, d, etc., tels que, en les joignant au point p, la différence de deux de ces lignes consécutives soit égale à la demi-longueur d'une ondulation.

A droite de $p\,l'$, on prend pareillement des points a', b', c', etc., qui remplissent la même condition.

Cela posé, pour connaître la vitesse que doit prendre le point p, il suffit de remarquer qu'elle résulte des quantités partielles de mouvement envoyées par la portion $l\,x$ de l'onde incidente et par la portion $l'x'$.

Or, les arcs $l\,a$ et $a\,b$ étant essentiellement inégaux, et de plus l'intensité des ébranlemens que leurs divers points peuvent exciter en p étant différente à raison de leur inclinaison croissante sur la ligne pf, il en résulte que ces deux arcs pris ensemble envoient de la lumière au point p, qu'il en est de même des deux suivans, et de même encore des deux suivans, jusqu'à ce que l'on arrive à un groupe de deux arcs pour lesquels les lignes menées au point p soient tellement inclinées sur pf que l'on puisse considérer comme tout-à-fait nulles les différences des ébranlemens qui arrivent dans ces directions.

On peut essayer de déterminer par le calcul l'intensité et la direction de cette résultante de tous les ébranlemens partiels que les divers points de l'onde la envoient au point p, mais jusqu'à présent la théorie n'a pas appris à résoudre cette question d'une manière générale, et d'ailleurs nous devons nous borner ici à faire remarquer que l'arc la est celui de tous qui produit le plus grand effet sur le point p, parce qu'il agit de plus près et sous la moindre obliquité.

Ainsi la résultante aura, dans tous les cas, une direction, telle que *pr*, plus ou moins rapprochée de *pl*. Mais cette direction changera par deux causes : 1° la distance du point lumineux à l'écran restant la même, la résultante s'éloignera d'autant plus de *pl* que le point *p* s'approchera davantage du bord de l'ombre géométrique du côté de *g*, parce que les lignes *pa*, *pb* devenant moins obliques, les ébranlemens qui arrivent au point *p* suivant ces lignes prennent plus d'intensité ; 2° le point *p* restant le même, si le point lumineux se rapproche ou s'éloigne de l'écran *ll'*, le cercle qui représentera l'onde incidente, et qui passe toujours par les points *l* et *l'*, sera en dedans ou en dehors du cercle *xl*, et cette circonstance changeant la disposition des points *a*, *b*, *c*, etc., et l'obliquité des lignes menées de ces points au point *p*, il est évident que la direction de la résultante *pr* des ébranlemens qu'ils excitent en ce point sera elle-même changée, et d'autant plus rapprochée de *pl* que le point lumineux sera plus près de l'écran.

Ainsi, en dernier résultat, la lumière que la portion *l a* de l'onde envoie au point *p* dépend de la largeur de l'écran, de sa distance au point lumineux, et de la position de ce point *p* dans l'ombre géométrique.

Ce que nous venons de dire de la portion *l x* de l'onde s'applique à la portion *l' x'*, qui donne donc aussi au point *p* une résultante *pr'*, dont la direction est plus ou moins rapprochée de *p l'*. Mais, pour une même distance du point lumineux à l'écran, on voit que cette résultante se rapproche de *p l'* à mesure que le point *p* se rapproche du bord *g* de l'ombre géométrique, et par conséquent à mesure que la résultante de *l a* s'éloigne de *p l* ; et réciproquement la résultante *p r'* s'éloigne de *p l'* à mesure que le point *p* s'approche du bord *g'* de l'ombre géométrique, et par conséquent à mesure que la résultante *p r* se rapproche de *p l*.

Ces deux résultantes *p r* et *p r'* déterminent la vitesse du point *p* ; toutes les fois qu'elles seront concordantes, il y

aura vitesse plus grande et lumière plus vive, et il y aura moindre vitesse et par conséquent ténèbres toutes les fois qu'elles seront discordantes. Le premier cas arrivera quand la différence des chemins parcourus $p\,r$ et $p\,r'$ sera nulle ou égale à un nombre pair de demi-ondulations, et le second cas arrivera quand cette même différence sera égale à un nombre impair de demi-ondulations.

Pour tous les points qui sont situés sur l'axe de l'ombre géométrique $f\,m\,y$, la différence des chemins parcourus sera toujours nulle et le centre même de l'ombre sera toujours une frange brillante.

En s'écartant de l'axe, sur la ligne t, le point p arrivera bientôt dans une position pour laquelle la différence des lignes $p\,r$ et $p\,r'$ sera égale à une demi-ondulation ; alors il y aura discordance complète, et par conséquent obscurité ; ce phénomène se produira à la même distance à droite et à gauche de la frange brillante du centre, et les deux franges sombres qui en résulteront forment le système des franges sombres du premier ordre.

En continuant de s'écarter de part et d'autre de l'axe, le point p passera successivement par des positions pour lesquelles la différence des chemins parcourus $p\,r$ et $p\,r'$ sera deux demi-ondulations, ce qui donnera les franges brillantes du deuxième ordre, puis trois demi-ondulations, franges sombres du deuxième ordre, puis quatre demi-ondulations, franges brillantes du troisième ordre, puis cinq demi-ondulations, franges sombres du troisième ordre, etc.

Si l'on arrête la lumière qui rase l'un des bords de l'écran on fait à l'instant disparaître les franges, car il n'y a plus d'interférence possible ; c'est ce fait fondamental, découvert par le docteur Young, qui l'avait conduit à la théorie des ondulations.

Si l'on fait passer par une lame transparente quelconque la lumière qui rase l'un des bords de l'écran, les franges disparaissent encore lorsque la lame est un peu épaisse, et

elles ne font que se déplacer lorsque la lame est très mince; c'est une observation de M. Arago qui confirme celle du docteur Young et qui constate en outre que dans les corps solides les ondulations n'ont pas la même longueur que dans l'air. En observant le sens du déplacement des franges et sa grandeur, comparée à l'épaisseur de la lame, on arrive à conclure que le rapport des longueurs d'ondulations est égal à l'indice de refraction, et comme une ondulation doit toujours s'accomplir dans le même temps, dans tous les milieux, il en résulte que la vitesse de propagation de la lumière dans un milieu est d'autant moindre que ce milieu est plus refringent.

Pour vérifier par l'expérience, la formation des franges, leur disparition et leur déplacement, et toutes leurs propriétés, il suffit de disposer sur le 1er support la fiche n° 1 ou la fiche n° 2, et sur le 2e support le n° 4, le n° 5 ou le n° 6. Ces deux supports doivent être à environ un mètre de distance, et l'on observe les franges avec le micromètre que l'on promène à diverses distances derrière le 2e support.

En développant les principes dont nous venons de parler, il est facile de voir qu'un écran circulaire opaque de 1 à 2 millimètres de diamètre, éclairé par une lentille ou par un trou rond assez petit, doit donner une ombre circulaire dont le centre se trouve éclairé comme si l'écran était diaphane. Cette conséquence se vérifie aisément : on emploie pour cela la fiche n° 7 bis au 1er support, et la fiche n° 7 au 2e ; leur distance doit être de 8 à 10 décimètre, et l'on doit alors placer le micromètre à 2 ou 3 décimètre derrière l'écran opaque.

429. *Franges produites par les petites ouvertures.* — Soit f (*fig.* 264) le point lumineux, $b\ b'$ la largeur de l'ouverture que la lumière traverse, et $f\,g$, $f\,g'$, les limites de l'ombre géométrique.

Pour mieux faire sentir la cause qui produit ici les franges, nous distinguerons trois cas. Il peut arriver :

1° Que l'on observe seulement des *franges extérieures*,

c'est-à-dire des franges produites dans l'ombre géométrique de part et d'autre du faisceau lumineux intérieur;

2° Que l'on observe seulement des *franges intérieures*, c'est-à-dire des franges produites dans le faisceau lumineux intérieur;

3° Que l'on observe à la fois des franges intérieures et extérieures.

Franges extérieures. — Les franges de cette espèce ne peuvent jamais être obtenues que par des ouvertures très-étroites, et même il arrive souvent que près de l'ouverture elles se trouvent mêlées de franges intérieures plus ou moins nombreuses, de telle sorte qu'il est nécessaire, pour les avoir pures, d'aller les observer à une grande distance. Voici les conditions sous lesquelles elles se produisent, et les lois de leur formation :

Du point f, comme centre, décrivons un arc $x\,b\,z\,b'\,x'$, qui représente l'onde incidente (*fig.* 264), et sur la ligne $f\,z$, qui passe par le milieu de l'ouverture, concevons un point p à une distance de quelques décimètres des bords b et b'. Si l'ouverture est assez étroite pour que la différence des distances $p\,b$ et $p\,z$ ou $p\,b'$ et $p\,z$ soit égale seulement à une demi-ondulation, il n'y aura jamais de franges intérieures à une distance des biseaux plus grande que $p\,z$. En effet, pour tous les points, tels que p', situés sur l'axe $f\,z$, et plus éloignés que le point p, la différence des chemins parcourus $p'\,b'$ et $p'\,z$ ou $p'\,b$ et $p'\,z$ sera moindre qu'une demi-ondulation ; par conséquent, de tous les ébranlemens envoyés en p' par l'arc $z\,b$, aucun ne sera détruit; il en sera de même des ébranlemens envoyés au même point par l'arc $z\,b'$; de plus, la résultante des premiers sera conspirante avec celle des seconds; il y aura donc une vive intensité de lumière. Ainsi, au delà du point p, jamais l'on n'observera de franges sombres sur l'axe $f\,z$.

Maintenant, si par le point p l'on mène la ligne indéfinie $p\,h$ parallèlement aux biseaux, et que l'on détermine sur

cette ligne les points s, s', s'', etc., pour lesquels les différences des chemins parcourus $s\,b' - s\,b$, $s'\,b' - s'\,b$, $s''\,b' - s''\,b$, etc., soient respectivement 2 demi-ondulations, 4 demi-ondulations, 6 demi-ondulations, et en général un *nombre pair* de demi-ondulations, ces points s, s', s'', etc., seront les milieux des franges sombres du premier ordre, du deuxième ordre, du troisième ordre, etc. Au contraire, les milieux des franges brillantes du premier, du deuxième, du troisième ordre, etc., seront donnés par les points r, r', r'', etc., compris entre les premiers, et pour lesquels les différences des chemins parcourus $r\,b' - r\,b$, $r'\,b' - r'\,b$, $r''\,b' - r''\,b$, etc., sont respectivement 3 demi-ondulations, 5 demi-ondulations, 7 demi-ondulations, et en général un *nombre impair* de demi-ondulations.

En effet, dans le premier cas, s'il s'agit du point s', par exemple, on conçoit que la portion $b\,z\,b'$ de l'onde incidente puisse être divisée, à partir du point b, en quatre parties telles que les distances de s' à la fin de la première, de la deuxième, de la troisième et de la quatrième, qui se termine en b', surpassent $s'\,b$ d'une demi-ondulation, deux demi-ondulations, trois demi-ondulations et quatre demi-ondulations. Alors la résultante des ébranlemens que la première partie envoie en s' sera discordante avec celle de la deuxième partie, et sera détruite par elle, tandis que celle de la troisième partie sera, par la même raison, détruite aussi par celle de la quatrième. Ainsi, le point s' est le milieu d'une frange sombre. Pour le point s, on partagerait l'arc $b\,z\,b'$ en deux parties, en six pour le point s'', etc., et l'on ferait le même raisonnement.

Dans le second cas, s'il s'agit du point r', par exemple, on conçoit que la portion $b\,z\,b'$ de l'onde incidente puisse être divisée, à partir du point b, en cinq parties telles que les distances de r' à la fin de la première, de la deuxième, de la troisième, de la quatrième et de la cinquième, qui se termine en b', surpassent respectivement $s'b$ d'un, deux, trois,

quatre et cinq demi-ondulations. Alors, la résultante des ébranlemens que la première partie envoie au point r' sera détruite par celle de la deuxième, tandis que celle de la troisième sera détruite par celle de la quatrième; mais il restera celle de la cinquième partie, qui viendra éclairer le point r' de toute son intensité. Ainsi, le point r' sera le milieu d'une frange brillante. Pour le point r, on diviserait l'arc $b\,z\,b'$ en trois parties, en sept pour le point r'', etc., et l'on ferait le même raisonnement.

Telle est la cause de la formation des *franges extérieures* par des ouvertures étroites.

Il nous reste à présent à indiquer les lois qu'elles suivent dans leur developpement.

Puisque les milieux des franges sombres du premier ordre forment la série des points dont les distances aux points b et b' sont de deux demi-ondulations, il est évident qu'elles se trouvent sur deux branches d'hyperbole ayant pour foyer les points b et b', et pour grand axe une longueur égale à deux demi-ondulations. Par la même raison les franges des divers ordres se meuvent suivant des hyperboles dont les foyers sont encore en b et b', et dont les grands axes ont respectivement pour longueurs quatre, six, huit, etc., demi-ondulations. Or, ces hyperboles se confondent sensiblement avec leurs asymptotes, et il est facile de voir, en représentant par v la largeur de l'ouverture et par d la demi-longueur d'une ondulation, que la tengante de l'angle des asymptotes avec l'axe des franges est $\frac{nd}{v}$; pour les franges brillantes du 1er ordre, du 2e ordre, etc., n sera 2, 4, etc., et pour les franges sombres, 1, 3, etc.; les angles étant assez petits pour être proportionnels à leurs tangentes, on en déduit les lois suivantes :

1° La largeur des franges ou la distance des milieux de deux franges sombres consécutives est en raison inverse de la largeur de l'ouverture;

2° De chaque côté de l'axe les franges sombres consécu-

tives sont équidistantes, et leur distance est égale à la distance de l'axe à la frange sombre du premier ordre, ou, ce qui revient au même, les distances des franges sombres à l'axe forment une progression arithmétique dont la raison est égale au premier terme ;

3° Les largeurs absolues des franges intérieures croissent proportionnellement à la distance à laquelle on les reçoit derrière les biseaux;

4° Les largeurs absolues des franges sont en raison inverse des rapports de réfraction des milieux dans lesquels elles sont produites, car elles sont en raison inverse des ondes, et nous avons vu plus haut que les longueurs des ondes sont en raison inverse des rapports de réfractions.

Ces lois, qui se déduisent si simplement de la théorie de Fresnel, ont été établies pour la première fois dans le travail que nous avons fait en 1815, M. Biot et moi, sur les phénomènes de diffraction; elles étaient alors un pur résultat d'expérience; nous n'avions pu trouver aucune théorie pour les lier ou pour les expliquer, parce que nous adoptions exclusivement le système de l'émission, qui ne peut en réalité expliquer la moindre circonstance des phénomènes de la diffraction.

Franges intérieures.— Soit f le point lumineux (*fig.* 265), b et b' les biseaux, et p un point pris sur l'axe fzv à une distance telle que la différence $pb - pz$, ou $pb' - pz$ soit une demi-ondulation. Nous venons de voir qu'au delà du point p il n'y a pas de franges intérieures; mais nous allons montrer qu'en déça du point p, c'est-à-dire plus près de l'ouverture, il y a successivement *sur l'axe* des franges sombres et brillantes. En effet, on conçoit qu'il existe des points s, s', s'' pour lesquels les différences $sb - sz$ ou $sb' - sz$, $s'b - s'z$, ou $s'b' - s'z$, $s''b - s''z$, ou $s''b' - s''z$, etc., seront respectivement 2, 4, 6, ou en général un nombre pair de demi-ondulations; et ces points seront les milieux de franges sombres, puisque chacun des ébranlemens qu'ils re-

coivent des parties zb et zb' de l'onde incidente est détruit par lui-même. Au contraire, les points r, r', etc., compris entre les premiers, sont tels que les différences $rb - rz$, ou $rb' - rz$, $r'b - r'z$, ou $r'b' - r'z$, etc., seront de 3, 5, ou en général un nombre impair de demi-ondulations, et ces points seront les milieux de franges brillantes, puis qu'ils éprouvent de la part des arcs bz et bz' des ébranlemens concordans, qui sont chacun séparément capables de les éclairer. Ainsi, la condition qui nous a servi plus haut à déterminer les distances où les franges extérieures commencent à être seules nous donne pareillement les limites desquelles il faut partir pour observer des franges intérieures en se rapprochant des biseaux.

Maintenant, pour donner une idée du nombre et des distances des franges intérieures, nous examinerons seulement le cas où la lumière incidente est de la lumière parallèle. L'onde qui tombe sur l'ouverture étant alors représentée par la ligne droite bb' (*fig.* 266), prenons sur l'axe du faisceau un point p tellement situé que la différence $pb - pz$ ou $pb' - pz$ soit un nombre pair de demi-ondulations, par exemple dix demi-ondulations. Ce point p sera le milieu d'une frange sombre, puisque chacun des ébranlemens des arcs zb et zb' se détruit séparément, bien que cette destruction ne soit pas totale. Pour des points voisins du point p, et comme lui situés sur l'axe, ou plus près ou plus loin des biseaux, la différence sera onze demi-ondulations ou neuf demi-ondulations; donc il y aura lumière, comme nous venons de le voir dans la figure précédente, et le chemin qu'il faudra faire pour arriver à ces points sera d'autant plus court que les biseaux seront plus écartés l'un de l'autre. Mais, arrêtons-nous au point p, et essayons de faire voir que sur la ligne horizontale ph il y aura à côté de lui des franges alternativement brillantes et sombres. Concevons que l'on prenne sur ph un point s, déterminé par la double condition que les différences $sb - sm$, et $sb' - sm$ soient l'une et l'autre un nombre

pair de demi-ondulations, par exemple la première huit et la seconde quatorze, il est évident que le point s sera alors le milieu d'une frange sombre, et, en général, il y aura sur ph autant de franges sombres qu'il y aura de points analogues au point s, c'est-à-dire tels que les différences $sb - sm$ et $sb' - sm$ soient l'une et l'autre égales à un nombre pair quelconque de demi-ondulations; d'ailleurs, il est facile de voir que ces franges sombres seront d'autant plus nombreuses et plus serrées que l'ouverture sera plus grande, et le point lumineux et la ligne $p\ h$ l'un et l'autre plus rapprochés des biseaux : au contraire, les franges brillantes seront déterminées par les points r, pour lesquels les différences $rb - rn$ et $rb' - rn$ sont chacune égales à un nombre impair de demi-ondulations, puisque alors ces points recevront de chaque partie bn et $b'n$ de l'onde incidente des ébranlemens conspirans, et dont chacun séparément serait capable de les éclairer.

Franges intérieures et extérieures. — Pour qu'il se produise à la fois des franges intérieures et extérieures, il suffit que l'ouverture soit assez large pour donner naissance à des franges intérieures, et assez étroite pour que les portions de l'onde qui touchent l'un des bords donnent une résultante sensible dans l'ombre de l'autre bord. Sous cette double condition chacun des systèmes de frange est produit suivant les lois qui lui sont propres.

Les principes que nous venons d'exposer sur les modifications remarquables que présente la lumière homogène d'une seule couleur, en passant au travers des ouvertures rectangulaires, peuvent être étendus à toutes les couleurs simples séparément, et par conséquent à une lumière composée quelconque, puisque, dans tout mélange, chaque couleur élémentaire suit très exactement les lois qu'elle suivrait si elle était seule.

Pour vérifier ces résultats par l'expérience, on se sert des fiches n° 1 ou n° 2 sur le premier support et de la fiche n° 8 sur le deuxième : comme on peut à volonté changer l'ouver-

ture des biseaux, soit en les conservant parallèles entre eux, soit en les inclinant plus ou moins, il est facile de produire les effets les plus variés; les franges s'observent à diverses distances avec le micromètre.

Les petites ouvertures circulaires présentent, dans toute sa simplicité, un phénomène qui confirme de la manière la plus immédiate le principe général que nous avons établi précédemment. Ce phénomène est celui d'une tache noire au centre de l'image dans l'axe du faisceau de lumière qui pénètre par l'ouverture, lorsqu'on observe cet axe à des distances telles que la différence des chemins parcourus à partir du point lumineux sur l'axe lui-même et sur la ligne brisée qui passe au bord de l'ouverture est égale à un nombre pair de demi-ondulations. Si l'on représente par a et b les distances de l'ouverture au point lumineux et au fil du micromètre, et par r le rayon de l'ouverture, il est facile de voir que ces distances b sont données par la formule :

$$b = \frac{ar^2}{2\,mad - r^2}$$

Ce résultat se vérifie d'une manière frappante en mettant sur le premier support une lentille sphérique à foyer très court ou une ouverture circulaire d'environ 1/2 millimètre, et sur le deuxième support un trou rond d'environ 1 millimètre, fiche n° 7 bis ; la distance des supports doit être au moins de 7 à 8 décimètres, la distance du micromètre au deuxième support est donnée par la formule précédente; on compte aisément jusqu'à quatre alternatives, correspondant à $m = 1, 2, 3$ et 4.

430. *Franges produites par deux ouvertures très voisines.*—Le nombre, la grandeur et la position de ces franges se déduit d'une manière très simple des principes que nous venons de développer. On les observe en mettant sur le premier support les fiches n° 1 ou n° 2 et sur le deuxième support la fiche n° 13 pour la lumière artificielle et la fiche n° 12 pour la lumière solaire. C'est le docteur Young qui a fait le

premier cette expérience, au moyen de laquelle il avait pu observer la marche hyperbolique des franges : en couvrant l'une des ouvertures avec un écran opaque les franges disparaissent ; en les couvrant avec un écran diaphane elles disparaissent encore ; et elles reparaissent lorsque l'écran diaphane couvre les deux ouvertures.

Grimaldi avait le premier fait une expérience analogue avec deux petites ouvertures circulaires, pareilles à celles de la fiche n° 14 ; c'est cette expérience qui l'avait conduit à énoncer cette vérité fondamentale, que, sous certaines conditions, la lumière ajoutée à la lumière produit les ténèbres.

431. *Franges produites par réflection sur les surfaces polies.* — Lorsqu'après avoir disposé les fiches n° 1 ou n° 2 sur le premier support, on vient disposer sur le deuxième l'une des fiches n° 10 ou n° 11, de manière que la réflection s'accomplisse sur le miroir sous une obliquité quelconque, le faisceau réfléchi présente des franges plus ou moins nombreuses. Il est facile de voir (*fig.* 267) que le faisceau réfléchi est comme s'il avait traversé *obliquement* une ouverture égale à la largeur du miroir, et qu'ainsi il présente des franges intérieures quand le miroir est large, et des franges intérieures et extérieures si le miroir est suffisamment étroit.

Franges et spectres produits par les réseaux. — On appelle réseaux des systèmes de petits intervalles tous égaux entre eux qui peuvent réfléchir ou transmettre la lumière et qui sont séparés par d'autres intervalles tout-à-fait opaques ou non réflecteurs pareillement égaux entre eux. Ainsi des traits équidistans, tracés au diamant sur une lame de verre, forment un réseau quand ils sont assez rapprochés, par exemple à 1/10, 1/20 ou 1/100 de millimètre : s'ils sont parallèles, le réseau est parallèle (*fig.* 269) ; s'ils se coupent à angle droit, le réseau est à mailles carrés, etc. Des traits semblables, tracés sur une lame de métal poli, forment encore des réseaux, mais qui sont seulement propres à réfléchir la lumière et non pas à la transmettre.

C'est Frauenhofer qui a le premier étudié les phénomènes très remarquables que présentent les réseaux. Voici le mode d'observation qu'il avait adopté, et les résultats généraux de ses recherches.

La lumière solaire, réfléchie horizontalement par le miroir d'un héliostat, entre dans la chambre noire par une petite ouverture, tantôt par un trou rond, tantôt par un fente verticale formée par deux biseaux adaptés au volet. A une distance de 12 mètres du volet est un théodolite ou un instrument quelconque portant une lunette horizontale et propre à mesurer les angles. Nous supposerons que cette lunette *l* (*fig.* 268) se meuve autour d'un axe vertical passant en *v* à quelques pouces au-devant de l'objectif; c'est de l'extrémité de cet axe, c'est-à-dire sur un plateau fixe *pp'*, au centre duquel il passe, que l'on ajuste le réseau *rr'* de manière que ses traits soient verticaux. Le faisceau de lumière blanche tombe perpendiculairement sur le réseau, le traverse et vient pénétrer dans l'objectif de la lunette, qui ne doit recevoir aucune autre lumière. Alors, en regardant par l'oculaire, on observe le phénomène curieux représenté dans la figure 270.

1° La fente *a* du volet paraît au milieu, éclairée d'une lumière blanche, ayant ses bords parfaitement tranchés, comme si le réseau n'existait pas, et de chaque côté les apparences sont exactement symétriques.

2° Après l'obscurité complète *t*, qui environne l'image de la fente, paraît un brillant spectre *h c* ayant le violet en dedans vers *h*, et le rouge en dehors vers *c*; là, il se termine vers un espace obscur *t'*.

3° Au delà de *t'* paraissent à la suite les uns des autres plusieurs spectres de diverses intensités, occupant les espaces *h'c'*, etc., ayant tous, comme le premier, le violet en dedans et le rouge en dehors; seulement le rouge du deuxième tombe sur le violet du troisième, le rouge de celui-ci sur le violet du quatrième, etc.

4° Ceux de ces spectres qui sont assez étalés et assez bril-

lans font voir les mêmes *raies* noires que le spectre solaire direct; on y distingue avec une grande netteté ces raies caractéristiques que nous avons désignées par les lettre *c*, *d*, *e*, *f*, *g*, (*fig.* 219); mais, chose remarquable, les rapports de leurs distancesm utuelles sont changés.

5° Si l'on considère la même raie dans les différens spectres, la raie *f* par exemple (qui est marquée *f'* dans le premier, *f''* dans le deuxième, etc.,), on trouve que dans le deuxième sa distance au milieu *a* de l'image totale est double de ce qu'elle est dans le premier, puis triple dans le troisième, quadruple dans le quatrième, etc.; d'où il résulte évidemment que les mêmes couleurs ou les mêmes raies occupent dans le deuxième spectre un espace double de celui qu'elles occupeut dans le premier, triple dans le troisième, quadruple dans le quatrième, etc.

Tous ces résultats remarquables ont été obtenus par un grand nombre d'expériences et par des mesures d'une extrême précision.

L'appareil de Frauenhofer était, comme le micromètre de Fresnel, très propre à déterminer de petits angles et de petites distances; on voit qu'il suffisait de faire mouvoir la lunette *l* jusqu'à l'instant où les diverses raies venaient coïncider avec le fil micrométrique intérieur. L'angle *l v l''* qu'elle parcourait était l'angle formé par le rayon diffracté avec le rayon direct.

M. Babinet, qui a fait beaucoup de recherches intéressantes sur la lumière, et particulièrement sur le système des ondulations, a proposé un moyen beaucoup plus simple pour mesurer les distances des spectres de différens ordres (*Annales de Physique et de Chimie*, tom. 40, pag. 169). Au lieu d'une seule fente dans le volet, il en emploie deux, dont on peut varier les distances à volonté (*fig.* 253); puis il les observe en même temps avec le même réseau, qu'il rapproche ou qu'il éloigne convenablement, pour amener en coïncidence parfaite les mêmes raies des spectres homolo-

gues formés l'un à gauche de l'ouverture de droite, l'autre à droite de l'ouverture de gauche. Connaissant l'écart des deux ouvertures et leur distance au réseau, il est facile d'en déduire l'angle cherché (*fig.* 271).

Enfin, Frauenhofer a observé deux autres conditions très-remarquables de ces phénomènes, savoir :

1° Que les déviations des mêmes couleurs, ou plus exactement des mêmes raies, *b*, *c*, *d*, *e*, *f*, *g*, ne dépendent ni de la largeur de l'intervalle transparent des réseaux, ni de la largeur de l'intervalle opaque, mais seulement de la *somme* de ces deux largeurs ;

2° Que les grandeurs absolues de ces déviations sont en raison inverse de cette *somme*, *faite* d'un intervalle transparent et d'un intervalle opaque, tellement que, si dans chaque réseau l'on multiplie cette somme par les déviations correspondantes des raies *b*, *c*, *d*, *e*, *f*, *g*, du premier spectre, on obtient des nombres constans, qui se reproduisent toujours dans tous les réseaux et dans toutes les expériences.

Voici ces nombres transformés en millimètres :

Lettres qui indiquent les *raies* ou les rayons correspondans du spectre solaire.	Produit de la déviation par la somme des intervalles opaques et transparens en millionièmes de millimètres.	Longueur des ondulations en millionièmes de millimètres.	Couleurs correspondantes.
		645.	Rouge extrême.
b.	688	596.	Orangé rouge.
c.	656	571.	Jaune orangé.
d.	589	532.	Vert jaune.
e.	526	492.	Bleu vert.
f.	484	459.	Indigo bleu.
g.	429	439.	Violet indigo.
h.	393	406.	Violet extrême.

Nous avons rapporté dans la troisième colonne les nombres donnés par Fresnel pour exprimer les longueurs d'ondulations des diverses couleurs du spectre, et, si l'on se reporte à la figure 219 pour observer les nuances correspondantes aux raies *b*, *c*, *d*, *e*, *f*, *g*, et *h*, on sera frappé de l'accord admirable qui existe entre ces résultats. La raie *d* tombe en effet près de la limite du jaune et de l'orangé, tandis que la raie *e*

tombe à la limite du jaune et du vert, et il se trouve seulement 6 millionièmes de millimètres entre les nombres de Fresnel et ceux de Frauenhofer. Or, c'est sans le savoir que Frauenhofer déterminait ainsi les longueurs des ondulations. Les différences considérables que l'on observe entre les autres nombres tiennent, d'une part, à ce que les raies correspondantes ne tombent pas aux limites des couleurs du spectre, et à ce que Frauenhofer a pu observer aux extrémités du spectre, et surtout vers le violet, des couleurs qui devaient être tout-à-fait insensibles dans les expériences de Fresnel.

Après avoir exposé ces résultats tels que l'expérience les a donnés, il ne sera pas difficile d'en indiquer la cause. C'est M. Babinet (*Ann. de Phys. et de Chim.*, tome 40, page 169) qui en a, je crois, le premier ramené toutes les circonstances à des considérations très simples.

Soit rr' le réseau (*fig.* 272), ab, cd, ef, gh, les parties opaques, et bc, de, fg, etc., les parties transparentes ; supposons-le, pour plus de simplicité, assez éloigné de la fente du volet pour que les rayons blancs incidens puissent être regardés comme parallèles ; z sera l'œil de l'observateur et zs le rayon direct : les phénomènes pouvant être observés aussi à l'œil nu, nous supprimerons le théodolite et la lunette.

Les *sommes faites* d'un intervalle opaque et d'un transparent étant très petites, il y aura toujours une de ces sommes, telle que fh, pour laquelle la différence $zh-zf$ fera précisément 2 demi-ondulations d'une certaine couleur, par exemple du violet extrême ; c'est dans cette direction que l'on verra le violet extrême du premier spectre. En effet, si l'espace fh était tout-à-fait ouvert, la résultante des ébranlemens que la portion fh de l'onde enverrait au point z serait nulle, mais, l'espace opaque hg arrêtant les ébranlemens qui détruiraient ceux de l'espace transparent gf, on voit qu'il arrivera en z de la lumière violette, et qu'il en arrivera plus que dans les directions voisines zd et zi. Mais, l'intensité de cette lumière dépendra nécessairement du rapport qui existe entre la lar-

geur de l'espace opaque, et celle de l'espace transparent; le maximum aura lieu quand ces espaces seront à peu près égaux, car, hg étant moindre que fg, il passerait une partie des rayons discordans, et, hg étant plus grand que fg, il y aurait d'arrêté une partie des rayons concordant avec le rayon zf.

Si maintenant du point z comme centre, avec un rayon zf, on décrit un arc fv, cet arc, considéré comme une ligne droite, forme avec fh un triangle rectangle, fvh, semblable au triangle zhf; d'où il résulte que l'angle de déviation fzh, que nous désignerons par x est égal à l'angle hfv; par conséquent,

$$\text{Sin. } x = \frac{hv}{hf} \text{ ou Sin. } x = \frac{d}{s},$$

en désignant par s la somme d'un intervalle opaque et transparent et par d la longueur d'ondulation qui est égale à hv. Mais, ces déviations des premiers spectres sont si petites qu'elles peuvent être prises pour leurs sinus, d'où il suit :

$$sx = d,$$

C'est-à-dire que la déviation, multipliée par la somme d'un intervalle opaque et transparent, est égale à une longueur d'onde, comme l'indique le tableau précédent.

Au delà de fh il se trouvera un autre intervalle opaque et transparent, ou transparent et opaque, tel que les distances de ces deux extrémités au point z auront une différence de 4 demi-ondulations. Soit np cet espace : puisque $zp—zn$ est égale à 4 demi-ondulations, on pourra diviser l'espace np en 4 parties à peu près égales, de telle sorte que les distances des points de division au point z, croissent successivement de 1 demi-ondulation; si ces 4 parties étaient perméables à la lumière, les rayons passant par la première seraient discordans avec ceux de la deuxième, et se détruiraient; ceux de la troisième seraient discordans avec ceux de la quatrième, et se détruiraient pareillement. Ainsi le point z ne recevrait pas

de lumière dans cette direction, et il n'en recevrait pas non plus si, dans ces 4 parties, deux consécutives étaient opaques et les deux autres transparentes, c'est-à-dire si l'espace opaque du réseau était égal à son espace transparent ; mais, ce cas excepté, le point z sera éclairé, et c'est dans cette direction zp que l'on verra le violet du deuxième spectre.

Il est facile de voir, comme plus haut, qu'en désignant par x' l'angle de zn avec sz on aura :

$$\text{Sin. } x' = \frac{2d}{s} \text{ ou } sx = 2d.$$

Ainsi, en généralisant ces résultats, la même couleur sera produite par des retards

de 2 demi-ondulations pour le 1er spectre, de 4 pour le 2e, de 6 pour le 3e, etc.

Toutes les lois établies par Frauenhofer et rapportées plus haut sont des conséquences évidentes de ce principe fondamental.

Cependant, si l'on voulait se rendre un compte exact, non seulement des positions des différens spectres, mais encore de l'intensité relative de leurs couleurs, il faudrait avoir recours à des calculs plus ou moins compliqués, car il pourrait sans doute arriver que pour certains rapports entre les largeurs des espaces opaques et transparens, la lumière envoyée au point z fût la somme des lumières envoyées par plusieurs interstices voisins, et peut-être même la position du maximum d'intensité n'est-elle pas toujours rigoureusement celle qui répond à une différence d'un nombre juste d'ondulations.

Tout ce que nous venons de dire sur les réseaux qui agissent par transmission s'applique sans difficulté aux réseaux qui agiraient par réflection ; de là l'explication des brillantes couleurs que l'on observe sur toutes les surfaces polies qui ont été régulièrement striées.

Nous avons remarqué que les raies du spectre sont en général diversement espacées quand le spectre est produit par des substances ayant des pouvoirs dispersifs différens :

dans les phénomènes que nous venons d'étudier, au contraire, les intervalles des raies sont toujours proportionnels. Ainsi, le spectre diffracté est comme un type constant, ou, si l'on veut, comme un *spectre normal* auquel on peut rapporter les dimensions variables des spectres des différentes substances.

Après avoir analysé les phénomènes des réseaux parallèles, il serait superflu d'exposer en détail les apparences que peuvent produire les réseaux croisés de diverses manières. Nous nous contenterons de citer deux exemples qui serviront en même temps à donner une idée des couleurs brillantes que l'on peut obtenir avec les appareils de cette espèce, et à faire voir que les jeux de lumière les plus compliqués et les plus bizarres dépendent toujours des interférences suivant des principes très simples.

Réseaux à mailles carrées. — Un réseau à mailles carrées peut s'obtenir très simplement en croisant à angle droit deux réseaux parallèles et égaux. Un tel système disposé verticalement devant l'objectif de la lunette, et recevant la lumière solaire par une petite ouverture ronde, présente le brillant phénomène qui est représenté dans la figure 273. Tous les petits rectangles symétriquement distribués autour de l'image *m* de l'ouverture sont autant de spectres plus ou moins allongés et plus ou moins détachés les uns des autres. Leur éclat est assez remarquable, et leur nombre si grand que nous n'essaierons pas de les compter. Avec un peu de patience et de soin on parviendra facilement à se rendre compte de toutes les particularités de cette expérience, qui est l'une des plus brillantes de l'optique.

Réseaux à mailles rondes. — Nous indiquerons seulement l'image que l'on obtient en plaçant devant l'objectif de la lunette un écran percé de deux trous ronds, de $0^{mm},6028$ de diamètre et dont la distance du centre est $1^{mm}0371$. Cette image est représentée dans la figure 274.

Chacun des petits compartimens indiqués sur la figure

indique le lieu d'un spectre dont les couleurs sont en général vives et très étalées.

Quand les trous sont plus multipliés, le nombre des spectres devient plus grand ; mais leur distribution et l'ordre toujours symétrique suivant lequel ils se groupent dépendent de la grandeur des trous, de leur intervalle et de leur arrangement.

432. *Apparences au foyer des lunettes.* — Lorsqu'on regarde une étoile avec une lunette ou un télescope ayant un pouvoir amplifiant qui surpasse 200, on voit au foyer de l'instrument une image très nette de l'étoile, offrant un disque rond à bords bien tranchés, puis l'on distingue autour du disque une série d'anneaux alternativement brillans et sombres dont les limites sont légèrement colorées. Il paraît que cette observation a été faite pour la première fois par W. Herschell au moyen de ses puissans télescopes, avec lesquels il fit de si belles découvertes dans le ciel.

En plaçant un diaphragme au devant de l'objectif, pour en réduire l'ouverture, l'image de l'étoile augmente de largeur, sans cesser pour cela d'être parfaitement ronde et nettement terminée ; on peut même, par ce moyen, lui donner toutes les apparences d'une planète : il suffit, par exemple, de réduire le diaphragme à n'avoir plus que 2 ou 3 centimètres d'ouverture, ou à-peu-près, pour une lunette de 2 mètres de distance focale ; en même temps les anneaux qui entourent le disque s'élargissent et se colorent ; ils offrent successivement des nuances de blanc, de rouge, de noir et de bleu plus ou moins pâle.

M. Arago a fait de plus cette observation curieuse, qu'en partant du foyer où l'on voit nettement le disque et les anneaux, si l'on enfonce graduellement l'oculaire, le disque devient sombre au milieu, puis tout-à-fait noir ; bientôt cette tache noire s'élargit de plus en plus ; un point lumineux reparaît en son centre, qui s'élargit à son tour, pour donner naissance à une autre tache noire, et l'on peut ainsi

compter au centre de l'image plusieurs alternatives d'ombres et de lumière. Mais, si l'on arrête l'oculaire dans l'une de ces positions pour lesquelles le milieu de l'image est obscur, on voit de temps à autre un point brillant paraître un instant vers le milieu de la tache noire; ce phénomène se produit seulement sur les étoiles qui *scintillent*, et jamais sur celles qui sont tranquilles ou qui ne présentent pas à l'œil nu ces changemens rapides de couleurs qui constituent la scintillation.

Sir J. Herschel a fait un grand nombre d'expériences intéressantes sur les effets que l'on obtient en plaçant, devant l'objectif des grandes lunettes, des diaphragmes de différentes formes, simples ou multiples, c'est-à-dire composés d'une seule ouverture ronde, carrée, triangulaire, annulaire, etc., ou composés d'un grand nombre de petites ouvertures égales, symétriquement arrangées autour de l'axe.

1° Avec une ouverture formant le triangle équilatéral, l'image offre l'apparence représentée dans la figure 275; c'est le disque de l'étoile, entouré d'un anneau noir, et orné de six rayons minces, droits et assez vivement éclairés. Trois de ces rayons correspondent aux angles du triangle, et trois au milieu des côtés; les uns sont composés de petites franges *longitudinales*, et les autres de petites franges *transversales*; c'est ce qui devient évident quand on enfonce un peu l'oculaire, car on obtient alors l'effet indiqué dans la figure 276.

2° Avec une ouverture annulaire on obtient les apparences représentées dans les figures 277 et 278. La première est l'image de la *chèvre*, et la seconde celle de la double étoile de *Castor*.

3° Avec une ouverture formée par l'intervalle compris entre deux carrés concentriques on obtient la figure 279. Les quatre rayons qui forment la croix sont composés de taches alternativement brillantes et sombres; les premières paraissent irisées.

4° Avec un assemblage de petits triangles équilatéraux,

régulièrement arrangés, on obtient la figure 280 : c'est une série de disques circulaires, rangés sur six rayons égaux et également espacés, qui offrent, à partir du disque central, les vives couleurs du spectre.

Tous ces phénomènes sont certainement des phénomènes d'interférences. La lumière est diffractée par les bords des diaphragmes qui rétrécissent ou qui modifient l'ouverture de l'objectif ; et si, dans ce cas, les franges intérieures peuvent être produites par des corps beaucoup moins étroits ou par des ouvertures beaucoup plus larges, c'est parce que la lumière incidente est plus ou moins *convergente*, au lieu d'être *divergente* ou *parallèle*, comme nous l'avons supposé pour expliquer les principes de diffraction. Il suffira donc de recourir à ces principes lorsqu'on voudra se rendre compte des effets produits par un diaphragme quelconque, placé dans une position donnée, soit à l'égard de l'objectif d'une lunette, soit à l'égard du miroir d'un télescope ; seulement, dans ces expériences, s'il arrive que l'image change d'aspect d'un instant à l'autre, on pourra conclure que la scintillation ajoute ses effets aux effets diffringens du diaphragme.

Explication des anneaux colorés, produits par les lames minces et par les plaques épaisses.

433. *Formation des anneaux colorés dans les lames minces.* — Tous les corps diaphanes paraissent colorés des plus vives nuances lorsqu'ils sont réduits en lames assez minces : cette proposition générale peut être démontrée par une foule d'exemples, entre lesquels nous choisirons seulement les suivans :

Des boules de verre soufflées à la lampe, et gonflées jusqu'au point où elles éclatent, présentent dans tous leurs fragmens des couleurs très vives et qui sont changeantes comme celles du plumage de certains oiseaux. Il en est de même des lames cristallines *clivées* en feuillets assez minces. Les diverses nuances que prennent les métaux polis, comme le fer et l'a-

cier, par l'effet de la chaleur et du contact de l'air, sont dues à la même cause : ce sont des pellicules d'oxide qui ne sont colorées que parce qu'elles sont très peu épaisses. Les liquides prennent aussi de brillantes couleurs, comme on le voit dans les bulles de savon, ou dans les gouttes d'huile qui s'étalent sur de l'eau. Enfin, l'air, les vapeurs et les gaz, donnent naissance aux mêmes phénomènes : on le démontre en posant un plan de verre sur une surface convexe, par exemple sur une lentille de 15 ou 20 mètres de rayon; alors, autour du point de contact, on voit paraître des anneaux concentriques, de diverses couleurs, parfaitement réguliers, et ces anneaux se montrent seulement là où la lame d'air comprise entre les verres a très peu d'épaisseur. Cet appareil mis sous une cloche dans un gaz quelconque présente les mêmes couleurs ; il y a plus, il les présente encore dans le vide ; d'où il suit qu'une *lame mince de vide* donne des couleurs, comme les lames minces des différens corps.

434. *Lois expérimentales des anneaux colorés établies par Newton.*

1re loi. *Dans chaque substance, les couleurs changent avec l'épaisseur de la lame et avec l'obliquité sous laquelle on la regarde ; mais, dans tous les cas, elles disparaissent quand la lame est trop mince ou trop épaisse.*

Pour faire varier l'épaisseur de la lame qui produit les anneaux, il suffit de poser légèrement la plaque supérieure sur la lentille inférieure, et de presser ensuite avec plus ou moins de force; alors, dans la première position, l'on distinguera une tache centrale blanche ou colorée autour de laquelle se grouperont des anneaux de diverses couleurs; puis, en regardant toujours sous la même obliquité, on verra cette tache centrale changer de couleur à mesure que la pression deviendra plus forte et par conséquent la lame d'air plus mince. A un certain degré de pression, la tache centrale paraîtra noire

et plus ou moins large; et il est facile de reconnaître que sa largeur augmente à mesure qu'on la regarde sous une obliquité plus grande; ce qui suffit pour montrer que ce n'est pas seulement au contact des deux verres que les couleurs disparaissent, mais que près du contact, et jusqu'à une certaine distance, la lame d'air n'a plus assez d'épaisseur pour être colorée. C'est d'ailleurs ce qui se montre aussi dans les bulles de savon : par l'effet de la pesanteur elles sont toujours plus minces vers leur sommet, et après un certain temps elles y sont assez minces pour qu'on n'y voie plus de couleurs.

2e Loi. *Les couleurs simples donnent des anneaux qui sont alternativement brillans et sombres : dans les différentes couleurs les anneaux du même ordre ont des diamètres d'autant plus grands que les couleurs qui les forment sont moins réfrangibles.*

Le système des verres étant disposé convenablement et éclairé par la lumière du ciel, si l'on vient regarder les anneaux au travers d'un verre coloré qui ne laisse passer que de la lumière simple, par exemple le rouge extrême, on n'observe plus alors autour de la tache centrale que des anneaux alternativement rouges et noirs, formant une série nombreuse (*fig.* 281). Ces anneaux semblent se presser davantage et devenir plus étroits à mesure qu'ils augmentent de diamètre, c'est-à-dire à mesure qu'ils s'éloignent davantage du centre. Les verres étant plus ou moins pressés, l'on voit alors la tache centrale passer successivement du rouge au noir et du noir au rouge un grand nombre de fois. On appelle *anneau brillant du premier ordre*, celui qui entoure la tache centrale, quand elle est noire et que les verres se touchent; puis anneau du second ordre, celui qui vient après le premier, etc. Mais l'on conçoit que l'anneau du quatrième ordre pourrait être le premier de ceux que l'on voit autour de la tache centrale : il suffirait pour cela que les verres ne fussent pas bien en contact, et que la tache noire ne fût autre chose

que l'anneau noir du troisième ordre qui serait venu se placer au centre à cause de l'écartement des verres.

Le système des verres qui donne les anneaux restant au même état, il suffit de l'éclairer successivement par toutes les couleurs du spectre pour constater que les couleurs les moins réfrangibles donnent les anneaux les plus larges, et que ces anneaux, pour le même ordre, correspondent par conséquent à des épaisseurs plus grandes.

3e Loi. *Dans une lame mince quelconque, les épaisseurs correspondant aux anneaux brillans des différens ordres suivent la série des nombres impairs*, 1, 3, 5, 7, *etc.*, *tandis que les épaisseurs correspondant aux anneaux noirs suivent la série des nombres pairs*, 0, 2, 4, 6, *etc.*

Soit hth' (*fig.* 282) la courbure de la lentille convexe, gtg' la face inférieure du verre parallèle posé sur la lentille, et aa', cc', ee', les diamètres des anneaux du 1er ordre, du 2e ordre, etc.; les épaisseurs correspondantes de la lame d'air sont ab, cd, ef, gh. Mais gh, par exemple, est égale à tv, et gt ou $\frac{gg'}{2}$ est égal à hv, qui est moyenne proportionnelle entre tv et $2r - tv$ en appelant r le rayon de courbure de la lentille. On a donc:

$$gh\,(2r - tv) = \overline{gt}^2 \text{ ou } gh.\ 2r = \overline{gt}^2,$$

parce que tv est très petit par rapport à $2r$. Il en serait de même pour les autres épaisseurs. Donc les épaisseurs sont entre elles comme les carrés des demi-diamètres, ou comme les carrés des diamètres des anneaux. Ainsi, en mesurant avec un compas les diamètres des anneaux brillans et sombres, après avoir pressé les verres pour qu'ils se touchent, on arrive à constater l'exactitude de la loi précédente (*figure* 283).

4e Loi. *Dans deux lames de diverses substances, les épaisseurs qui correspondent aux anneaux du même ordre produits avec la même lumière sont entre elles en raison inverse des indices de réfraction de ces substances.*

Cette proposition peut être facilement démontrée pour l'air et un liquide quelconque, par exemple l'eau. Il suffit pour cela de produire les anneaux dans l'air comme à l'ordinaire, puis d'insinuer entre les verres une petite goutte d'eau; l'action capillaire poussera bientôt le liquide jusqu'au point de contact des verres, et l'on aura en même temps une lame mince d'eau du côté où le liquide est entré, et une lame mince d'air du côté opposé; ces lames auront la même épaisseur, et les anneaux du même ordre seront loin d'être à la même distance du centre; dans l'eau ils seront visiblement plus près les uns des autres et plus serrés. Il suffira de les mesurer pour en conclure que les épaisseurs auxquelles se forment les anneaux du même ordre sont en effet entre elles en raison inverse des nombres 4 et 3 qui représentent les indices de réfraction de l'eau et de l'air.

435. Après avoir déterminé ces lois expérimentales du phénomène des anneaux colorés, Newton parvint encore à mesurer avec une grande précision l'épaisseur absolue de la lame d'air qui correspond à l'anneau brillant du premier ordre pour chacune des couleurs simples. Cette détermination est importante, car nous verrons tout-à-l'heure comment elle se lie à la longueur des ondes lumineuses. Pour l'obtenir, Newton posa un verre plan sur une lentille biconvexe, dont les deux faces avaient été travaillées dans le même bassin; sa distance focale principale était de 83po,4, et son indice de réfraction $\frac{17}{11}$. Par conséquent, le diamètre de la sphère dont ses surfaces faisaient partie, étaient de 182 pouces anglais. Or, nous venons de voir que l'épaisseur correspondant à un anneau quelconque est égale au carré du rayon de l'anneau, divisé par le diamètre de la sphère du

verre convexe ; tout se réduit donc à mesurer exactement le diamètre de l'un des anneaux. Newton trouva $\frac{1}{25}$ de pouce pour le diamètre du cinquième anneau sombre, et par conséquent $\frac{1}{25 \times 182}$ ou $\frac{1}{4505}$ de pouce pour l'épaisseur de la lame d'air. Cette valeur doit subir deux corrections, l'une dépendante de la réfraction de la lumière au travers du verre supérieur qui avait $\frac{1}{6}$ de pouce d'épaisseur, l'autre dépendante de l'obliquité sous laquelle on regarde les anneaux, celle-ci étant nécessaire seulement lorsqu'on veut réduire l'épaisseur à ce qu'elle est pour l'anneau qui est vu perpendiculairement. Ces corrections faites, Newton trouva $\frac{1}{17800}$ pour l'épaisseur de la lame d'air, au milieu de l'anneau sombre du cinquième ordre ; et puisque cette épaisseur, en vertu des lois précédentes, se trouve décuple de celle du premier anneau brillant, il en résulte que l'épaisseur absolue de la lame d'air pour le premier anneau brillant est $\frac{1}{178000}$ de pouce anglais.

Cette valeur appartient à la lumière simple qui forme la limite de l'orangé et du jaune.

Les mêmes observations, appliquées aux autres couleurs, conduisent au tableau suivant.

Tableau des épaisseurs de la lame d'air correspondant au milieu de l'anneau brillant du premier ordre pour chacune des couleurs.

Noms des couleurs.	Epaisseurs de l'air en millionièmes de pouce anglais.	Epaisseurs de l'air en millionièmes de millimètre.	Epaisseurs multipliées par 4 en millionièmes de millimètre.
Rouge extrême....	6,344	161,15	645
Orangé rouge.....	5,866	148,95	596
Jaune orangé.....	5,618	142,70	571
Vert jaune.....	5,237	133,01	532
Bleu vert.....	4,841	122,97	491
Indigo bleu.....	4,513	114,64	458
Violet indigo.....	4,323	109,80	439
Violet extrême.....	3,997	101,51	406.

Enfin Newton avait donné une formule pour exprimer la loi suivant laquelle l'épaisseur augmente avec l'obliquité. Ainsi l'ensemble des résultats qu'il avait obtenus sur le phénomène curieux des anneaux colorés, conduit à la solution de cette question générale : le rapport de réfraction d'une substance et son épaisseur étant connus, déterminer la proportion de chacune des couleurs simples qu'elle réfléchira sous une obliquité quelconque, ou réciproquement, la couleur étant connue, on en peut déduire le rapport de réfraction si l'épaisseur est donnée, ou l'épaisseur si le rapport de réfraction est connu.

Nous devons ajouter encore qu'il se forme par *transmission* des anneaux semblables à ceux qui sont produits par réflection, seulement ils sont beaucoup plus faibles. Pour les observer, il suffit de placer le système des verres entre l'œil et la lumière; alors, en opérant sur une couleur simple, il est facile de reconnaître que l'épaisseur de la lame, qui paraît noire par réflection, est celle qui se trouve colorée par transmission, *et vice versâ*. Les anneaux transmis suivent les mêmes lois que les anneaux réfléchis ; mais en chaque point d'une lame mince, la teinte transmise est complémentaire de la teinte réfléchie.

436. *Des accès de facile réflection et de facile transmission.* —Après avoir établi les lois expérimentales de tous les phénomènes que présentent les lames minces, Newton en avait donné une théorie qui est devenue célèbre sous le nom de *théorie des accès*. Il serait maintenant superflu d'exposer cette théorie dans tous ses détails, parce qu'elle est intimement liée au système de l'émission; mais il nous semble nécessaire d'en faire connaître les principes, pour montrer combien il est difficile de généraliser ou même d'exprimer les faits sans y rien mêler d'hypothétique, et pour montrer aussi qu'un système peut conduire à des résultats importans ou à des rapprochemens heureux, même quand il est faux ou incomplet.

Considérant que dans une bulle de savon, dans une lame d'air comprise entre deux verres, ou dans une lame mince quelconque, éclairée par de la lumière homogène, on voit périodiquement par réflection des espaces noirs correspondant aux épaisseurs 0, 2, 4, 6, etc., et des espaces brillans correspondant aux épaisseurs 1, 3, 5, 7, etc.; Newton avait exprimé ce fait en disant : la lumière a des *accès de facile réflection*, car elle se réfléchit quand elle a traversé des épaisseurs 1, 3, 5, 7, etc. ; elle a aussi des *accès de facile transmission*, car elle se transmet quand elle a traversé des épaisseurs 0, 2, 4, 6, etc. ; et ces deux sortes d'accès sont de même longueur ou de même durée dans le même milieu, puisqu'ils se succèdent périodiquement à des intervalles égaux. Ainsi, en suivant par la pensée un rayon de lumière simple ax (*fig.* 284) qui vient de traverser la première surface ss' d'un milieu pour se propager dans son intérieur de a vers x, il faut concevoir que, s'il prend en entrant un accès de facile transmission, cet accès ira croissant de a en m, où il atteindra son maximum, puis deviendra décroissant de m en b; alors commencera l'accès de facile réflection, qui atteindra son maximum en n, et qui sera décroissant de n en c; puis reviendra un nouvel accès de transmission passant successivement par les mêmes phases ou périodes de c en d, et ensuite un accès de facile réflection de d en e, etc., etc. L'espace que parcourt le rayon pendant la durée d'un accès est la *longueur de l'accès;* toutes ces longueurs ab, bc, etc., sont égales entre elles.

Cela posé, si le milieu dont la première surface est en ss' n'a qu'une épaisseur moindre que ab, le rayon pourra passer outre, parce qu'il est dans un accès de facile transmission à l'instant où il touche la seconde surface, et il passera d'autant plus facilement qu'il sera plus près du milieu de son accès de transmission. Ce qui arrive pour une épaisseur moindre que ab, arrive pareillement et par la même raison pour les épaisseurs comprises entre ac et ad, ae et af, etc. Voilà pourquoi une lame mince est noire sous l'incidence

perpendiculaire, quand son épaisseur est moindre que la longueur d'un accès, ou quand son épaisseur est égale à deux fois, quatre fois, six fois cette longueur, etc. Au contraire, si l'épaisseur de la lame est égale à une fois, trois fois, cinq fois, sept fois la longueur de l'accès, etc., elle paraîtra vivement colorée, parce qu'au moment où le rayon touche la second surface il est dans un accès de facile réflection et se trouve par conséquent réfléchi.

Dans la même substance, la longueur des accès augmente avec l'obliquité; et dans les diverses substances, elle change en raison inverse des indices de réfraction.

Telle est la théorie ou plutôt l'ingénieuse hypothèse au moyen de laquelle Newton a enchaîné avec une rigueur surprenante tous les phénomènes que présentent les lames minces.

Pendant long-temps on a regardé cette hypothèse comme une vérité physique incontestable : n'est-elle pas, disait-on, l'expression générale d'un fait ? n'est-il pas certain que la lumière est alternativement transmise et réfléchie ? Cela est vrai ; mais, en affirmant que la lumière est alternativement transmise et réfléchie, on fait explicitement deux hypothèses : savoir que la lumière est alternativement transmise à certaines épaisseurs, et qu'elle est alternativement réfléchie à d'autres épaisseurs; et de plus, on fait encore implicitement une troisième hypothèse, savoir que la première surface n'a aucune part dans le phénomène. Or, nous allons voir qu'il n'y a en effet ni transmission ni réflection alternatives, et que les anneaux sont produits par le concours de deux réflections uniformes qui se font à la première et à la seconde surface des lames minces.

437. *Théorie des phénomènes des lames minces dans le système des ondulations.* —Fresnel a présenté cette théorie d'une manière si simple et si concise que je me fais un devoir de conserver ici ses propres expressions. Il établit d'abord un principe fondamental sur le sens du mouvement dans les

ondes réfléchies, et il explique ensuite la formation des anneaux.

Sur le sens du mouvement dans les ondes réfléchies. « Lorsqu'un ébranlement se propage dans un milieu d'une élasticité et d'une densité uniformes, il ne revient jamais sur ses pas; et en se communiquant à des tranches nouvelles, il laisse les tranches précédentes dans un repos absolu. C'est ainsi qu'une bille d'ivoire qui vient en frapper une autre de masse égale lui communique tout son mouvement et reste en repos après le choc. Lorsque la seconde bille a plus de masse que la première, la nouvelle vitesse dont celle-ci est animée la porte en sens contraire de son premier mouvement; et lorsque la seconde bille a moins de masse que la première, celle-ci continue à se mouvoir dans le même sens ; ainsi les nouvelles vitesses de la première bille, après le choc, sont des signes contraires dans les deux cas. Ceci peut aider à concevoir ce qui se passe lorsqu'une onde arrive à la surface de contact de deux milieux élastiques de densités différentes : la tranche infiniment mince du premier milieu, qui touche au second, et que nous pouvons assimiler à la première bille, ne reste pas en repos après avoir mis en mouvement la tranche contiguë du second milieu, à cause de la différence de leur masse, et il y a réflection; mais la nouvelle vitesse dont la tranche du premier milieu est animée après le choc, et qui se communique successivement aux tranches précédentes du même milieu, doit changer de signe selon que la tranche du second milieu a plus ou moins de masse que celle du premier, c'est-à-dire selon que celui-ci est moins dense ou plus dense que le second. Ce principe important, que M. Young a découvert par les considérations que nous venons d'exposer, résulte également des formules que M. Poisson a déduites d'une analyse savante et rigoureuse : appliqué à la réflection de la lumière, il nous apprend que, selon qu'une onde lumineuse est réfléchie en dedans ou en dehors du milieu le plus dense, la vitesse d'oscillation est positive ou né-

gative ; ainsi, tous les mouvemens oscillatoires correspondans seront des signes contraires dans les deux cas.

» Cela posé, revenons au phénomène des anneaux colorés, et supposons, pour simplifier les raisonnemens, qu'on observe la lumière réfléchie sous l'incidence perpendiculaire, ou du moins dans une direction qui s'en écarte très peu; considérons un des systèmes d'ondes envoyé par l'objet éclairant sur la première surface de la lame d'air, c'est-à-dire sur la seconde surface du verre supérieur; ce que nous dirons de ce système d'ondes pourra s'appliquer à tous les autres : au moment où il arrive à la surface de séparation du verre et de l'air, il éprouve une réflection partielle qui diminue un peu l'intensité de la lumière transmise dans la lame d'air, et fait naître en dedans du premier verre un autre système d'ondes dont l'intensité est, comme on sait, très inférieure à celle de la lumière transmise; en sorte que celle-ci, étant fort peu affaiblie par cette première réflection, produit, en arrivant à la seconde surface de la lame d'air, un second système d'ondes réfléchies d'une intensité presque égale à celle des ondes qui proviennent de la première réflection; voilà pourquoi leur interférence produit des couleurs si vives dans la lumière blanche, et des anneaux brillans et obscurs si prononcés dans une lumière homogène. Les deux surfaces de la lame d'air étant sensiblement parallèles dans le voisinage du point de contact où se forment les anneaux colorés, les deux systèmes d'ondes suivront la même route; mais celui qui a été réfléchi à la seconde surface se trouvera en retard relativement à l'autre, et d'une quantité égale au double de l'épaisseur de la lame d'air, qu'il a traversée deux fois. Il faut remarquer en outre qu'il existe entre eux une autre différence, c'est que le premier a été réfléchi en *dedans* du verre, ou du milieu le plus dense, tandis que l'autre l'a été en *dehors* du verre inférieur; d'où résulte, d'après le principe établi ci-dessus, une opposition dans les mouvemens oscillatoires. Ainsi, lorsque en raison

de la différence des chemins parcourus, les deux systèmes d'ondes devraient être d'accord, c'est-à-dire exécuter tous leurs mouvemens oscillatoires dans le même sens, nous en conclurons qu'ils sont au contraire en discordance complète; et réciproquement, lorsque la différence des chemins parcourus indiquera une discordance complète, nous en conclurons que leurs mouvemens oscillatoires s'accordent parfaitement. Cela posé, il est aisé de déterminer la position des anneaux obscurs et brillans.

» Et d'abord, le point de contact, où l'épaisseur de la lame d'air est nulle, ne produisant aucune différence de marche entre les deux systèmes d'ondes, devrait établir un accord parfait entre leurs vibrations; ainsi, puisque en raison de l'opposition de signe, c'est le contre-pied qu'il faut prendre, leurs vibrations seront en discordance complète, et le point de contact, vu par réflection, présentera une tache noire. A mesure qu'on s'en éloigne, l'épaisseur de la lame d'air augmente. Arrêtons-nous au point où son épaisseur est égale à 1/4 d'ondulation; la différence des chemins parcourus sera une demi-ondulation, qui répond à une discordance complète, et par conséquent il y aura accord parfait entre les deux systèmes d'ondes; ce sera donc le point le plus éclairé du premier anneau brillant. Lorsque l'épaisseur de la lame d'air sera la moitié d'une ondulation, la différence des chemins parcourus étant égale à une ondulation qui répond à l'accord parfait, il y aura discordance complète, et ce point sera le milieu d'un anneau obscur. Il est facile de voir en général, par les mêmes raisonnemens, que les points les plus noirs des anneaux obscurs répondent aux épaisseurs de la lame d'air, égales à

$$0,\ \frac{2}{4}d,\ \frac{4}{4}d,\ \frac{6}{4}d,\ \frac{8}{4}d,\ \frac{10}{4}d,\ \text{etc.},$$

et les points les plus éclairés des anneaux brillans aux épaisseurs

$$\frac{1}{4}d, \frac{3}{4}d, \frac{5}{4}d, \frac{7}{4}d, \frac{9}{4}d, \frac{11}{4}d, \text{ etc.},$$

d étant la longueur d'une ondulation lumineuse dans l'air. Si l'on prend pour unité le quart de cette longueur, les épaisseurs de la lame d'air répondant aux *maxima* et *minima* de lumière réfléchie donnent les nombres suivans :

Anneaux obscurs : 0, 2, 4, 6, 8, 10, etc.
Anneaux brillans : 1, 3, 5, 7, 9, 11, etc.

» On voit que cette unité, ou le quart d'une ondulation lumineuse, est précisément la longueur de ce que Newton appelle les *accès des molécules lumineuses*. Ainsi, en multipliant par quatre les mesures qu'il en a données, pour les sept principales espèces de rayons simples, on a les longueurs correspondantes de leurs ondulations. On trouve de cette manière les mêmes résultats qu'en déduisant les longueurs d'ondulation de la mesure des franges produites par deux miroirs, ou des phénomènes variés de la diffraction (*Voyez les tableaux des pages* 302 *et* 314). Cette identité numérique, que M. Young a le premier remarquée, établit entre les anneaux colorés et la diffraction de la lumière une relation intime qui avait échappé jusqu'alors aux physiciens guidés par le système de l'émission, et ne pouvait être indiquée que par la théorie des ondulations.

» D'après l'expérience de M. Arago sur le déplacement qu'éprouvent les franges produites par l'interférence de deux faisceaux lumineux, lorsque l'un des deux a traversé une lame mince, nous avons vu que les ondulations lumineuses étaient raccourcies dans cette lame, suivant le rapport du sinus de réfraction au sinus d'incidence, pour le passage de la lumière de l'air dans la lame. Ce principe est général et s'étend à tous les corps réfringens, de quelque nature qu'ils soient : ainsi, par exemple, la longueur d'ondulation de la lumière dans l'air est à la longueur d'ondulation dans l'eau, comme le sinus de l'angle d'incidence des rayons qui pas-

sent obliquement de l'air dans l'eau est au sinus de leur angle de réfraction. Par conséquent, si l'on introduit de l'eau entre les deux verres en contact qui présentent des anneaux colorés, la lame d'air étant remplacée par une lame d'eau, dans laquelle les ondulations lumineuses deviennent plus courtes, suivant le rapport que nous venons d'énoncer, les épaisseurs de ces deux lames qui réfléchissent les mêmes anneaux seront entre elles dans le rapport du sinus d'incidence au sinus de réfraction pour le passage de la lumière de l'air dans l'eau. C'est précisément le résultat que Newton avait trouvé par l'observation, en comparant les diamètres des anneaux produits dans les deux cas; d'où il déduisait, par le calcul, les épaisseurs correspondantes. Cette relation, remarquable entre les phénomènes de la diffraction, de la réfraction et des anneaux colorés, qui ne se rattache en rien à l'hypothèse de l'émission, aurait pu être annoncée d'avance par la théorie des ondulations, d'après laquelle les sinus des angles d'incidence et de réfraction doivent être nécessairement proportionnels aux vitesses de propagation ou aux longueurs d'ondulation de la lumière dans les deux milieux.

» Après avoir rendu compte de la formation des anneaux réfléchis par l'interférence des rayons réfléchis à la première et à la seconde surface de la lame d'air, M. Young a démontré que les anneaux beaucoup plus faibles qu'on voit par transmission résultent de l'interférence des rayons transmis directement avec ceux qui ne l'ont été qu'après deux réflections consécutives dans la lame mince, et qu'ils devaient être en conséquence complémentaires des anneaux réfléchis, conformément à l'expérience. Nous croyons inutile de donner cette explication, qui est semblable à la précédente; nous ferons seulement remarquer que l'extrême pâleur des anneaux transmis sous l'incidence perpendiculaire tient à la grande différence d'intensité des deux systèmes d'ondes qui les produisent.

» Nous ne traiterons pas non plus des anneaux réfléchis

sous des incidences obliques, et nous nous contenterons de dire que la théorie explique pourquoi leur diamètre augmente avec l'obliquité, et que la formule très simple à laquelle elle conduit représente les faits avec exactitude, du moins tant que les obliquités ne sont pas trop grandes: lorsque les rayons qui pénètrent dans la lame d'air sont très inclinés, les résultats du calcul ne s'accordent plus avec les mesures de Newton. Mais il est probable que cette anomalie tient à ce que les lois ordinaires de la réfraction, d'après lesquelles la formule est calculée, éprouvent quelques modifications dans le passage très oblique des rayons entre deux surfaces aussi rapprochées.

» Nous n'avons considéré jusqu'à présent que les anneaux produits par une lumière simple; mais il est aisé d'en conclure ce qui doit avoir lieu dans la lumière blanche, par des raisonnemens analogues à ceux que nous avons déjà faits précédemment pour les franges de l'expérience des deux miroirs. On peut d'ailleurs trouver cette analyse du phénomène exposée avec le plus grand détail dans l'Optique de Newton, qui, le premier, a démontré que l'effet produit par la lumière blanche résultait toujours de la réunion des effets divers des rayons colorés dont elle se compose. »

439. *Couleurs produites par les plaques épaisses.* — Un rayon solaire entre dans la chambre noire par une ouverture ronde de 4 ou 5 millimètres de diamètre; il tombe sur un miroir concave mm' (*fig.* 285) de verre étamé, qui le renvoie exactement dans la direction d'incidence, et l'on distingue alors autour de l'ouverture, sur un carton blanc disposé à cet effet, une série d'anneaux très éclatans. Ce phénomène, qui est l'un des plus beaux de l'optique, a été découvert et observé par Newton.

Quand la lumière incidente est une couleur simple, le rouge par exemple, les anneaux sont alternativement sombres et rouges, sans aucune autre nuance; on peut alors en compter jusqu'à douze ou quinze, si l'on a pris toutes les

précautions convenables pour faire les ténèbres complètes dans le lieu de l'observation. Quand la lumière incidente est blanche, les anneaux présentent toutes les nuances des anneaux formés par les lames minces.

Ces anneaux prennent leur plus grande intensité quand la distance du miroir au carton est égale au rayon du miroir, ou, en d'autres termes, quand l'image réfléchie de l'ouverture retombe sur l'ouverture elle-même et lui est précisément égale en grandeur. Pour des distances moindres ou plus grandes entre le miroir et le carton, les couleurs des anneaux paraissent beaucoup plus faibles et finissent même par s'effacer complètement.

Cependant, avec un miroir net et bien poli, les anneaux sont toujours plus ou moins pâles, et, pour leur donner le plus vif éclat qu'ils puissent prendre, il faut ternir un peu la première surface du miroir, soit en soufflant dessus, soit en y projetant quelque poudre très fine, comme de la farine, soit enfin en la couvrant d'une légère couche de lait étendu d'eau qui se sèche et reste adhérente. Cette circonstance singulière avait échappé à Newton.

Lorsqu'on détourne un peu le miroir de la position que nous venons d'indiquer, de telle sorte que l'image réfléchie de l'ouverture tombe à quelque distance de l'ouverture elle-même, par exemple à trois ou quatre centimètres ou davantage, on distingue encore des anneaux circulaires (*fig.* 286), au point d'en compter plusieurs ordres; mais leur centre commun est alors au milieu de la ligne qui joint l'ouverture à son image, et tout autour de ce centre paraît une tache plus ou moins large qui change d'aspect lorsqu'on porte plus ou moins loin l'image de l'ouverture réfléchie par le miroir. Elle est alternativement sombre et brillante dans la lumière homogène, tandis que dans la lumière blanche elle passe rapidement par une infinité de nuances.

Telles sont les apparences générales de ce phénomène que l'on nomme *phénomène des plaques épaisses*, parce que la

grandeur des anneaux dépend de l'épaisseur du miroir, son rayon de courbure restant le même.

Par un grand nombre d'expériences habilement variées sur des miroirs de différens rayons ou de différentes épaisseurs, et par des mesures précises des anneaux de diverses couleurs, Newton parvint à établir les lois suivantes:

1° Dans une lumière homogène quelconque, les carrés des diamètres suivent, pour les anneaux brillans, la série des nombres pairs 0, 2, 4, 6, etc., et pour les anneaux sombres, la série des nombres impairs 1, 3, 5, 7, etc.;

2° Avec un même miroir, placé à la même distance, les diamètres des anneaux de même ordre dans les différentes couleurs vont en décroissant, depuis le rouge jusqu'au violet, et leurs rapports sont les mêmes que pour les anneaux formés dans les lames minces;

3° Les diamètres des anneaux de même couleur et de même ordre, formés avec des miroirs de même rayon et de différente épaisseur, sont réciproquement proportionnels aux racines carrées des épaisseurs des miroirs.

Ces lois, purement expérimentales, sont d'une exactitude remarquable. Je les ai autrefois vérifiées avec M. Biot, non-seulement sur des miroirs à faces concentriques, mais encore sur plusieurs miroirs dont les deux surfaces avaient des rayons de courbure très différens.

Voici une autre manière de produire le phénomène des plaques épaisses; elle fut imaginée par le duc de Chaulnes, en 1755 (*Mémoires de l'Académie des sciences*). Au miroir de verre on substitue un miroir de métal (*fig.* 287), en le plaçant aussi pour que l'ouverture coïncide avec son centre ou à peu près; mais à quelque distance au devant de sa surface on adapte une lame parallèle, telle, par exemple, qu'une lame de verre, de mica ou de chaux sulfatée, avec la précaution de ternir avec du lait l'une ou l'autre de ses faces. Alors on obtient des anneaux parfaitement semblables aux précédens et qui sont par conséquent soumis aux mêmes lois.

L'épaisseur du miroir est ici la couche d'air comprise entre la lame transparente et la surface concave du réflecteur, et il est facile de la varier à volonté.

Il se présente enfin un troisième moyen bien plus simple de reproduire encore le même phénomène. J'eus occasion de l'observer en 1816 (*Ann. de phys. et de chim.* 1816). On dispose un miroir concave de métal comme dans l'expérience du duc de Chaulnes, et au lieu d'interposer au-devant de sa surface une lame transparente, on y ajuste un *écran opaque* percé d'une ouverture quelconque, assez petite seulement pour que ses bords rencontrent les rayons incidens et par suite les rayons réfléchis (*fig.* 288); alors, on distingue des anneaux autour du carton qui est à l'ouverture du volet, comme dans les expériences de Newton et du duc de Chaulnes; seulement, ils sont moins éclatans et par conséquent moins nombreux. L'irrégularité de l'ouverture de l'écran n'altère pas sensiblement la forme circulaire de ces anneaux; ils restent les mêmes pour une ouverture ronde, carrée, triangulaire, ou pour une ouverture en rectangle étroit et très allongé. J'ai même remarqué qu'un simple bord rectiligne, présenté au faisceau près des miroirs, détermine la formation des anneaux, mais alors on ne distingue nettement qu'une moitié de leur circonférence.

440. Newton avait su tirer de la théorie des accès une explication des couleurs produites par les miroirs de verre. M. Biot avait étendu cette explication aux couleurs produites par les miroirs métalliques combinés avec une lame transparente, suivant le procédé du duc de Chaulnes; mais pour rattacher à la même théorie les effets que j'avais obtenus en plaçant devant les miroirs des écrans opaques percés de diverses ouvertures, il fallait avoir recours à des hypothèses compliquées et infiniment peu probables. Au contraire, dans le système des ondulations, tous ces phénomènes de même ordre et de même apparence s'expliquent par le même principe, comme nous allons l'indiquer.

Soit c le centre du miroir (*fig.* 289); $cb = r$, et $ca = r'$, les rayons de courbure de sa seconde et de sa première surface; $e = ab = r - r'$, son épaisseur. Au point a, sur la première surface, la lumière éprouve une *diffusion* par l'imperfection du poli; les rayons qui en résultent tombent sur la seconde surface en divergeant comme s'ils partaient du point a lui-même, et ils se réfléchissent sur cette seconde surface comme s'ils partaient d'un certain point l dont la position se détermine aisément. En effet, le point l est le foyer conjugué du point a, par rapport à la surface b, et la formule des miroirs donne :

$$bl = \frac{er}{2e - r} \text{ ou } bl = -e,$$

parce que $2e$ peut être négligé par rapport à r. Ces rayons réfléchis viennent tomber sur la première surface ap où ils se réfractent pour sortir dans l'air, et, après leur réfraction, ils sont comme s'ils partaient d'un certain point t dont la position se détermine par la formule des lentilles d'une épaisseur indéfinie, qui donne :

$$at = \frac{2er'}{nr' + 2e(1 - n)} \text{ ou } at = \frac{2e}{n}.$$

Au sortir de la surface ap, ces rayons éprouvent une nouvelle diffusion pareille à celle qu'ils avaient éprouvée en entrant, et ils divergent dans tous les sens, mais leur intensité est beaucoup plus grande pour les petites inclinaisons.

Les rayons émergens, qui échappent à la réflection et à la réfraction régulières, sont donc de deux sortes : les uns, qui n'ont éprouvé que la diffusion d'entrée, et qui sont dans le même état que s'ils avaient parcouru le chemin $at + tm$; les autres, qui ont éprouvé la double diffusion d'entrée et de sortie, et qui sont dans le même état que s'ils avaient suivi le chemin $at + ta + am$. Comme leurs vibrations étaient concordantes au point a d'où nous comptons leur départ, il en résulte

qu'au point m, sur le carton qui environne le trou d'incidence, elles seront concordantes ou discordantes suivant que la différence des chemins parcourus fera un nombre pair ou un nombre impair de demi-ondulations. D'ailleurs, tout étant symétrique autour du faisceau central ca, il en résultera évidemment une série d'anneaux sombres et brillants ayant tous le point c pour centre, et dont les diamètres sont faciles à trouver. En effet, la différence des chemins parcourus est $at+ta+am-at-tm$, ou $at+am-tm$.

Nous avons déjà vu que $at=\frac{2e}{n}$, et en appelant y le demi-diamètre inconnu cm de l'anneau, le triangle cam donne :

$$am=\sqrt{(r-e)^2+y^2}=r-e+\frac{y^2}{2(r-e)};$$

Le triangle ctm donne pareillement :

$$tm=\sqrt{\left(r+\frac{2e}{n}-e\right)^2+y^2}=r+\frac{2e}{n}-e+\frac{y^2}{2\left(r+\frac{2e}{n}-e\right)};$$

d'où il résulte approximativement $\frac{ey^2}{nr^2}$ pour la différence des chemins parcourus ; et, si on la suppose égale à m fois la longueur λ d'une demi-ondulation, on en déduira définitivement, pour le diamètre $2y$, des anneaux de différens ordres :

$$2y=2r\sqrt{\frac{m\lambda n}{e}}.$$

En substituant pour m la série des nombres pairs 2, 4, 6, etc., ou la série des nombres impairs 1, 3, 5, etc., on aura la série des anneaux brillans ou celle des anneaux sombres. Cette expression reproduit fidèlement les trois lois énoncées plus haut ; on voit de plus qu'elle est indépendante du rayon de courbure de la première surface, conformément à nos expériences : pour l'appliquer aux observations du duc de Chaulnes et à celles que j'ai faites avec des écrans opaques, il suffit de

faire $n = 1$, et de prendre pour e la distance de l'écran au miroir.

Dans ce qui précède nous n'avons considéré qu'un pinceau de lumière incidente très mince, mais il est facile de voir que les mêmes raisonnements s'appliquent à un pinceau de grandeur finie, tel, par exemple, que celui qui arrive au miroir par une ouverture centrale de 4 ou 5 millimètres de diamètre. Alors ce n'est plus la portion intérieure du faisceau incident qui est efficace, c'est surtout sa portion extérieure. Si l'on suppose, par exemple, que l'ouverture ait 5 millimètres de diamètre, la circonférence extérieure du faisceau est de plus de 15 millimètres, et c'est la portion diffuse de cette lumière qui est répartie autour du centre pour y faire les anneaux de différents ordres, qui prennent ainsi beaucoup plus d'éclat que s'ils étaient formés par un pinceau central très mince. La grandeur de l'ouverture n'est donc pas tout-à-fait sans influence sur le diamètre des anneaux.

Quant à la distance du miroir à laquelle les anneaux prennent l'éclat le plus vif, il me semble qu'elle peut varier dans des limites assez étendues; en la représentant par d, la formule du diamètre des anneaux est la plus générale :

$$2y = 2d\frac{\sqrt{m\lambda n}}{\sqrt{e}}.$$

On pourra aisément étendre ces formules au cas de la réflection oblique, et rendre compte de toutes les apparences que présentent alors les anneaux, soit avec la lumière simple, soit avec la lumière composée.

Des plaques épaisses.

Lorsque les anneaux des plaques épaisses sont produits dans les circonstances les plus convenables, il est si facile de les mesurer avec exactitude qu'ils deviennent un moyen très simple d'obtenir les longueurs d'ondulations correspondantes aux diverses lumières. En voici un exemple tiré de la nombreuse série d'expériences que j'ai faites autrefois avec

M. Biot sur ce sujet, et qui sont consignées dans son Traité de Physique. L'épaisseur du verre étant 2, 34 et la distance du carton 2178, nous avons trouvé 63 · · 107 et 143 pour les diamètres des anneaux noirs des 3 premiers ordres, et 88 · · 125 pour ceux des 2 premiers lucides, la lumière étant le rouge extrême et le millimètre étant pris pour unité; en calculant les valeurs de λ, qui en résultent, on trouve, en millionièmes de millimètre, 324 · · 316 · · 312 · · 319 · · 334, dont la moyenne est 321, qui donne 642 pour la longueur de l'onde entière, au lieu de 645 qui appartient au rouge le plus extrême.

441. Les principes que nous venons de développer servent à expliquer beaucoup d'autres phénomènes analogues, dont nous nous bornerons à citer quelques exemples.

M. Babinet a observé qu'un faisceau de lumière convergente donne des anneaux lorsqu'on vient interposer sur sa route une lame refringente dont les surfaces sont légèrement enduites d'eau laiteuse séchée ou de vernis de dextrine (*figure* 290) : la lumière qui a été rendue diffuse par la première surface $a\,s$ va interférer avec celle de la même onde qui a été rendue diffuse par la 2e surface $a\,s$, et le diamètre $2\,y$ des anneaux est ici donné par la formule :

$$2\,y = 2\,d\,\frac{\sqrt{2\,m\lambda\,n}}{\sqrt{e}}.$$

Le facteur $\sqrt{2}$ provient de ce qu'ici il n'y a pas de réflection intérieure, et que la lumière ne traverse qu'une fois l'épaisseur e au lieu de la traverser deux fois. En substituant à la lame réfringente 2 lames minces de mica, parallèles et maintenues à la distance e l'une de l'autre, on obtient encore le même effet, et, pour avoir les diamètres, il suffit de faire $n=1$ dans la formule précédente.

Couleurs produites par une lame épaisse et une surface plane réfléchissante. — Une lame de verre ab, à faces parallèles ou très peu inclinées, ayant plusieurs millimètres d'é-

paisseur, est disposée (*fig.* 291) au-dessus d'une lame polie de métal *ml*, et à très peu près parallèlement ; au travers de la lame *ab* on regarde sur *m l* l'image réfléchie d'une ouverture faite au volet de la chambre noire, et éclairée seulement par la lumière des nuées ; cette image est colorée de nuances plus ou moins vives, dans lesquelles on distingue surtout le rouge et le vert ; ces couleurs sont produites par l'interférence des rayons qui passent directement, et des rayons qui ont éprouvé une réflection dans la plaque.

Couleurs produites par deux lames d'égale epaisseur qui sont légèrement inclinées entre elles. — On regarde l'ouverture de la chambre noire au travers d'un système de lames égales et parallèles, dont la première est perpendiculaire au rayon incident, tandis que la deuxième est légèrement inclinée. On distingue alors plusieurs images de l'ouverture : la première, qui est l'image directe, est vive et sans couleurs ; les autres, qui sont plus ou moins déviées, sont faibles et sillonnées de bandes plus ou moins larges qui présentent toutes les couleurs des anneaux.

On voit (*fig.* 292) un petit appareil qui est destiné à régulariser ce phénomène. A l'une des extrémités d'un tube de 25 à 30 centimètres de longueur est une fente d'environ un centimètre de largeur qui laisse passer la lumière des nuées, et à l'autre extrémité est le système des deux plaques à faces parallèles, dont l'une est fixe, tandis que l'autre, mobile à charnière, se presse, au moyen du bouton *b*, de manière à faire avec la première un angle de plus en plus petit ; pendant que cet angle diminue, les franges deviennent plus larges et moins nombreuses : on a indiqué la marche des rayons pour faire voir ceux qui interfèrent.

Ériomètre du docteur Young. — Lorsqu'on regarde la flamme d'une bougie au travers d'une petite houpe de fibres déliées et entrecroisées de mille manière, on voit autour de la flamme des anneaux colorés imitant à peu près les couronnes que l'on observe autour du soleil ou de la lune. Des

brins de laine, de soie ou de coton, des poils d'animaux, des fils de toute espèce, produisent ce phénomène avec beaucoup d'éclat. Il en est de même encore des poussières fines qui sont étalées sur une lame de verre en couches très minces. Le docteur Young, qui a le premier observé ces phènomènes avec méthode, s'en est ingénieusement servi pour construire un instrument destiné à mesurer les épaisseurs des fibres déliées ou les diamètres des globules très petits, comme les globules du sang, du lait ou de la fécule. C'est cet instrument qu'il a appelé *Ériomètre*.

L'ériomètre se compose d'un tube dans lequel se meut une plaque circulaire de carton ou de métal noirci, ayant à son centre une ouverture ronde d'environ un demi-millimètre; autour de cette ouverture, à la distance de huit ou dix millimètres, on perce un certain nombre de trous aussi fins qu'il est possible. En plaçant l'œil derrière cette plaque, pour regarder une flamme vive, comme celle d'une lampe de Carcelles, on distinguera nettement l'ouverture centrale et les petits trous très fins; rangés sur une même circonférence, ceux-ci forment le repère sur lequel on doit amener en coïncidence l'un des anneaux des corps déliés soumis à l'expérience. Pour cela on dispose ces corps à l'extrémité du tube du côté de l'œil, et, au travers de leur tissu, l'on regarde l'ouverture centrale qui paraît environnée d'un halo. Si l'anneau que l'on a choisi pour servir à la comparaison des mesures enveloppe la circonférence des repères, on rapproche la plaque, et on l'éloigne dans le cas contraire; puis enfin, quand la coïncidence est bien établie entre les repères et l'anneau, on lit sur le tube la distance de la plaque. Le docteur Young admet que les diamètres des corps déliés sont en raison inverse de ces distances. Il suffit, par conséquent, d'après cette règle, d'avoir la grandeur de l'un de ces corps pour en déduire celle de tous les autres.

SECONDE PARTIE.

LUMIÈRE POLARISÉE.

CHAPITRE PREMIER.

Double réfraction.

100. *Phénomène général de la double réfraction.* — On dit que la lumiére éprouve la double réfraction dans une substance, lorsqu'en y pénétrant, *un seul faisceau* de lumière incidente naturelle donne naissance à *deux faisceaux réfractés*. Les substances qui exercent ce genre d'action sur la lumière sont appelées *doublement refringentes ;* tel est par exemple le carbonate de chaux cristallisé ou *spath d'Islande*, qui se présente souvent sous la forme d'un rhomboïde allongé (*fig.* 293). En effet, lorsqu'en tenant ce rhomboïde au devant de l'œil, on regarde contre le jour une épingle ou un objet délié, on en voit deux images distinctes, plus ou moins séparées l'une de l'autre, et, si l'on fait tourner le rhomboïde dans son plan pour qu'il accomplisse une révolution complète, les deux images tournent pareillement d'une circonférence entière. On observe les mêmes effets en posant le rhomboïde sur une feuille de papier blanc où l'on a tracé des divisions; en donnant même à ces divisions la forme d'un triangle (*fig.* 294), comme l'avait fait Malus, on en a tiré un moyen assez simple pour mesurer l'écart des rayons; car, si l'on note sur la suface supérieure du cristal (*fig.* 295) le point *i* d'émergence du rayon qui apporte à l'œil *o* la double image du point *a* de l'échelle divisée, il est évident qu'un

rayon parti de l'œil et dirigé suivant *oi* donnerait, en entrant dans le cristal, deux rayons : l'un, allant au point *a* de la première image ; l'autre, au point *a'* homologue de la seconde image. Connaissant alors la distance *a a'* de l'échelle (*fig.* 294) et sa position sur la seconde face du cristal (*fig.* 295), on en peut déduire l'angle *aia'*. En fesant ces observations avec un cercle divisé vertical, muni d'une lunette, on peut déterminer encore l'angle d'incidence ou d'émergence, *oin*, et arriver ainsi à une grande exactitude.

La lumière solaire se divise dans ce rhomboïde comme la lumière des nuées; car on obtient deux images du soleil dans la chambre noire, en mettant le rhomboïde à l'ouverture du volet, et en dirigeant sur lui le faisceau refléchi par le miroir de l'héliostat.

Tous les cristaux, dont la forme primitive n'est ni un cube ni un octaédre régulier, sont biréfrégentes comme le spath d'Islande, ou du moins d'une manière analogue ; mais leur ensemble se divise en deux classes parfaitement distinctes : Les cristaux à *un axe* et les cristaux *à deux axes*. Voici le motif de cette division :

Dans un cristal doué de la *double* réfraction, il y a toujours *une* ou *deux directions* suivant lesquelles un rayon de lumière *ne se divise jamais*. Ces directions remarquables sont ce que l'on nomme les *axes optiques* du cristal, ou simplement *les axes;* elles ont toujours une certaine symétrie par rapport aux faces naturelles de la forme cristalline.

Les cristaux dans l'intérieur desquels il n'y a qu'*une* direction d'*indivisibilité* se nomment *cristaux à un axe*.

Les cristaux dans l'intérieur desquels il y a *deux directions d'indivisibilité* se nomment *cristaux à deux axes*.

Il ne paraît pas qu'il puisse exister des cristaux réguliers ayant plus de deux axes.

Nous allons étudier successivement les cristaux à *un axe* et les cristaux à *deux axes*.

101. *Des cristaux à* un axe, *et de leur section principale.*

—Nous prendrons encore pour exemple la chaux carbonatée, qui est un cristal à un axe; la *forme primitive* de cette substance est un rhomboïde représenté figure 103 : c'est-à-dire qu'un cristal de chaux carbonatée peut toujours, quelle que soit sa forme, être regardé comme composé d'une infinité de molécules possédant toutes cette forme rhomboïdale, et disposées parallèlement l'une à côté de l'autre. Les dimensions absolues de ces molécules ne sont pas déterminées, l'on sait seulement qu'elles sont excessivement petites. La ligne *a a'*, qui joint les sommets obtus de l'un de ces rhomboïdes, est ce que l'on appelle son *axe cristallographique*. Ainsi, dans un cristal quelconque, il y a une infinité d'axes, parce qu'il y a une infinité de molécules; mais tous ce axes sont parallèles, puisque les molécules sont arrangées parallèlement, à moins que les cristaux ne soient *maclés*. Pour connaître l'axe d'un cristal donné, il suffit donc toujours de déterminer la position de l'une des molécules primitives constituantes. Or, l'expérience a démontré cette loi générale qui paraît sans exception, savoir, que, dans les *cristaux à un axe*, l'axe de double réfraction ou l'*axe optique* coïncide toujours avec l'axe cristallographique.

Pour vérifier ce résultat sur la chaux carbonatée; on peut tailler une plaque dont les deux faces soient perpendiculaires à l'axe cristallographique *ax*, *a' x'* (*fig.* 103), et l'on reconnaît en effet que jamais le faisceau ne se divise quand il traverse la plaque perpendiculairement à ses faces, c'est-à-dire quand il traverse le cristal en suivant son axe cristallographique *l* : mais, si le rayon se présente obliquement, il ne pénètre plus en suivant l'axe, et alors il se divise et fait voir deux images.

On peut encore tailler un prisme de chaux carbonatée, de telle sorte que l'axe cristallographique *ex* (*figure* 304) soit contenu dans la section *bac* du prisme, et fasse, avec son côté *ab*, un angle assez petit pour qu'un certain rayon incident *is* puisse pénétrer dans la direction de l'axe : alors ce

rayon ne se divisera pas, et, si le prisme est achromatisé avec un autre prisme de verre *d cp'*, le rayon émergent sera simple et sans couleur comme le rayon incident. Mais, d'autres rayons plus ou moins inclinés que *is*, ne devant plus pénétrer dans la direction *ix* de l'axe, éprouveront toujours une division intérieure, et feront voir deux images plus ou moins séparées. Ainsi, quelle que soit l'obliquité du rayon incident, soit qu'il entre par une face naturelle ou par une face artificielle, il n'éprouve jamais la double réfraction lorsqu'il traverse le cristal en suivant son axe.

Cette vérification peut se faire de la même manière sur tous les autres cristaux à un axe : quand un rayon de lumière ne se meut pas en suivant l'axe du cristal, des deux rayons qu'il donne il y en a toujours un qui reste soumis aux deux lois générales de la réfraction, mais l'autre fait exception à ces lois, c'est-à-dire qu'en général son plan de réfraction ne coïncide pas avec le plan d'incidence, et que les sinus d'incidence et de réfraction cessent d'être dans un rapport constant. Le premier est appelé *rayon ordinaire*, et le second *rayon extraordinaire*.

La marche du rayon ordinaire ne présentant aucune difficulté, nous n'avons à nous occuper que de la marche du rayon extraordinaire, et nous indiquerons d'abord deux coupes du cristal dans lesquelles sa direction est très remarquable. Ces coupes sont la *section principale* et la *section perpendiculaire à l'axe*.

1° *Section principale.* — Dans les cristaux à un axe, la *section principale* est le plan mené par l'axe perpendiculairement à une face quelconque, naturelle ou artificielle; ainsi la section principale appartient plutôt à une face qu'au cristal entier, car chaque face a la sienne. Or, on trouve par expérience que le rayon extraordinaire reste dans le plan d'incidence comme le rayon ordinaire toutes les fois que le plan d'incidence coïncide avec le prolongement de la section principale : dans ce cas particulier, le rayon extraordinaire

reste donc soumis à la première loi générale de la réfraction, et il ne fait exception qu'à la seconde. Pour vérifier ce résultat, il suffit de faire tourner dans son plan un cristal à faces parallèles et de suivre le mouvement de l'image extraordinaire : on verra que dans le cercle qu'elle décrit autour de l'image ordinaire elle passe deux fois dans le plan d'incidence ; et que ce phénomène arrive quand ce plan coïncide avec la section principale de la face d'entrée.

2° *Section perpendiculaire à l'axe.* On appelle section perpendiculaire à l'axe tout plan conçu dans l'intérieur du cristal perpendiculaire à son axe. Or, quand un rayon naturel a une telle section pour plan d'incidence, le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire auxquels il donne naissance, ont aussi cette section pour plan de réfraction. Ainsi, dans ce cas, le rayon extraordinaire reste encore soumis à la première loi de réfraction; de plus, il est alors soumis à la seconde loi, c'est-à-dire que dans cette section, et dans celle-là seulement, ses sinus d'incidence et de réfraction conservent un rapport constant pour toutes les obliquités d'incidence. Ce rapport est *l'indice de réfraction extraordinaire.*

On est convenu d'appeler *cristaux négatifs* ceux dont l'*indice ordinaire* surpasse l'*indice extraordinaire*, et *cristaux positifs* ceux dont l'*indice ordinaire* est plus petit que l'*indice extraordinaire*. Ainsi, les cristaux à un axe sont divisés en deux classes, conformément au tableau suivant :

Table des cristaux à un axe.

NÉGATIFS.

Carbonate de chaux (spath d'Islande).	Beryl.
Carbonate de chaux et de magnésie.	Apatite.
Carbonate de chaux et de fer.	Idocrase (vésuvienne).
Tourmaline.	Vernerite.
Rubellite.	Mica (de Kariat).
Corindon.	Phosphate de plomb.
Saphire.	Phosphate de plomb arséniaté.
Rubis.	Hydrate de strontiane.
Emeraude.	Arséniate de potasse.

Hydrochlorate de chaux.
Hydrochlorate de strontiane.
Sousphosphate de potasse.
Sulfate de nickel et de cuivre.
Cinabre.
Meilite.
Molybdate de plomb.
Octohédrite.
Prussiate de potasse.
Phosphate de chaux.
Arséniate de plomb.
Arséniate de cuivre.
Néphéline.

POSITIFS.

Zircon.
Quarz.
Oxide de fer.
Tungstate de zinc.
Stannite.
Boracite.
Apophylite.
Sulfate de potasse et de fer.
Suracétate de cuivre et de chaux.
Hydrate de magnésie.
Glace.
Hyposulfate de chaux.
Dioptase.
Argent rouge.

443. *Cristaux à deux axes.*—Nous avons vu précédemment que le caractère des cristaux à deux axes est d'offrir deux directions, et pas plus de deux, suivant lesquelles le rayon naturel incident peut pénétrer leur substance sans se diviser en deux autres rayons. Ces axes ne peuvent plus ici être définis d'une manière simple et commode par l'axe cristallographique; mais il est évident que les deux axes étant une fois connus pour un point d'une substance cristallisée, les deux lignes menées parallèlement à ces axes par un autre point quelconque seront les axes de cet autre point.

Fresnel a découvert par la théorie et démontré par l'expérience que dans les cristaux à deux axes il n'y a plus de rayon ordinaire, c'est-à-dire que les deux rayons qui naissent de la division d'un rayon incident ne suivent ni l'un ni l'autre les lois générales de la réfraction. La marche de la lumière est donc ici bien plus compliquée encore que dans les cristaux à un axe.

Cependant, nous allons indiquer deux coupes pour lesquelles la question se simplifie.

1° *Coupe perpendiculaire à la ligne moyenne.*—Supposons que px et px' (*fig.* 298) représentent les deux axes d'un cristal : l'angle xpx' est l'angle de ces axes ; et la ligne pm, qui divise cet angle en deux parties égales, est la *ligne moyenne* ou *la ligne intermédiaire;* le plan perpendiculaire à pm donne

dans le cristal une section pour laquelle l'*un* des deux rayons se conforme aux lois générales de la réfraction.

2° *Coupe perpendiculaire à la ligne supplémentaire.*— Le plan perpendiculaire à la ligne *ps*, que l'on nomme ligne supplémentaire (parce qu'elle divise en deux parties égales le supplément de l'angle des axes (*figure* 298), détermine dans le cristal une section pour laquelle l'*autre* des deux rayons qui naissent d'un rayon incident se conforme aux lois générales de la réfraction.

Au moyen de ces deux coupes, l'on pourra donc déterminer les indices de réfraction des deux rayons qui sont analogues au rayon ordinaire et au rayon extraordinaire des cristaux à un axe.

Voici le tableau des cristaux à deux axes.

Table des cristaux à deux axes.

Noms des substances.	Angle des axes.	
Sulfate de nickel (certains échantillons)	3°	0'
Sulfo-carbonate de plomb	»	»
Carbonate de strontiane	6	56
Carbonate de baryte	»	»
Nitrate de potasse	5	20
Mica (certains échantillons)	6	0
Talc	7	24
Perle	11	28
Hydrate de baryte	13	18
Mica (certains échantillons)	14	0
Arragonite	18	18
Prussiate de potasse	19	24
Mica (certains échantillons)	25	0
Cymophane	27	51
Anhydrite	28	7
Borax	28	42
Mica (divers échantillons examinés par M. Biot)	30	0
	31	0
	32	0
	34	0
	37	0
Apophylite	35	8
Sulfate de magnésie	37	24
Sulfate de baryte	37	42
Spermaceti (environ)	37	40

Noms des substances.	Angle des axes.	
Borax natif	38	48
Nitrate de zinc	40	0
Stilbite	41	42
Sulfate de nickel	42	4
Carbonate d'ammoniaque	43	24
Sulfate de zinc	44	28
Anhydrite (examinée par M. Biot)	44	41
Mica	45	0
Lepidolite	45	0
Benzoate d'ammoniaque	45	8
Sulfate de soude et de magnésie	46	49
Sulfate d'ammoniaque	49	42
Topaze du Brésil	49 à 50	0
Sucre	50	0
Sulfate de strontiane	50	0
Sulfo-hydrochlorate de magnésie et de fer	51	16
Sulfate de magnésie et d'ammoniaque	51	22
Phosphate de soude	55	20
Comptonite	56	6
Sulfate de chaux	60	0
Oxynitrate d'argent	62	16
Iolite	62	50
Feldspath	63	
Topaze (Aberdeeshire)	65	
Sulfate de potasse	67	
Carbonate de soude	70	1
Acétate de plomb	70	25
Acide citrique	70	29
Tartrate de potasse	71	20
Acide tartrique	79	0
Tartrate de potasse et de soude	80	0
Carbonate de potasse	80	30
Cyanite	81	48
Chlorate de potasse	82	0
Epidote	84	19
Hydrochlorate de cuivre	84	30
Péridot	87	56
Acide succinique	90	
Sulfate de fer	90	

444. *Lois générales de la double réfraction dans les cristaux à un axe et à deux axes.*—Si, par un point donné dans l'intérieur d'un cristal, on conçoit des lignes tracées dans toutes les directions possibles, il est évident qu'un rayon de lumière peut traverser ce point en passant successive-

ment par chacune de ces directions. Dans un cristal à un axe, le rayon ordinaire aura toujours la même vitesse, quelle que soit celle de ces routes suivant laquelle il se propage, tandis que le rayon extraordinaire aura une infinité de vitesses différentes comprises entre deux limites déterminées. Dans un cristal à deux axes, les vitesses seront changeantes avec les directions, soit pour l'un, soit pour l'autre des deux rayons que la double réfraction développe, et elles seront changeantes suivant des lois différentes. On doit à Huyghens une construction géométrique très élégante, qui donne en même temps toutes les vitesses du rayon extraordinaire, et toutes ses positions par rapport au rayon ordinaire correspondant; mais cette construction ne s'applique qu'aux cristaux à un axe. Les effets plus compliqués des cristaux à deux axes restaient inexactement exprimés, soit par la loi d'Huyghens, soit par les modifications plus ou moins ingénieuses que l'on avait essayé de lui donner, lorsque le génie de Fresnel parvint à saisir à la fois, comme dans une seule pensée, la cause de la polarisation, celle de la double réfraction, et la loi générale de ces phénomènes dans tous les cristaux. Cette découverte est, sans contredit, l'une des plus admirables découvertes dont la science se soit enrichie.

Pour ne pas anticiper sur ce qui appartient à la polarisation, nous nous contenterons de donner ici les vitesses des deux rayons qui naissent de la double réfraction; ces vitesses peuvent être exprimées en traduisant la construction de Fresnel, et alors elles prennent la forme suivante :

$$v^2 = d^2 + (d'^2 - d^2) \sin.^2 \tfrac{1}{2}(a' - a),$$
$$v'^2 = d^2 + (d'^2 - d^2) \sin.^2 \tfrac{1}{2}(a' + a) :$$

v vitesse ordinaire, v' vitesse extraordinaire, a angle du rayon avec le premier axe, a' angle du rayon avec le deuxième axe ; d pour les cristaux à un axe, vitesse ordinaire; pour les cristaux à deux axes, vitesse constante dans la section perpendiculaire à la ligne supplémentaire; d' pour

les cristaux à un axe, vitesse extraordinaire; pour les cristaux à deux axes, vitesse constante dans la section perpendiculaire à la ligne moyenne.

Pour mieux faire comprendre ces formules, nous les discuterons dans quelques cas particuliers.

1° *Cristaux à un axe.*—Lorsque les deux axes se réduisent à un seul, les angles a et a' que le rayon fait avec chacun des axes se réduisent pareillement à un seul et l'on a simplement :

$$v^2 = d^2$$
$$v'^2 = d^2 + (d'^2 - d^2) \sin.^2 a.$$

Ainsi, la vitesse ordinaire v est constante dans toutes les directions et toujours égale à d : tandis que la vitesse extraordinaire v' dépend de l'angle a, que le rayon extraordinaire fait avec l'axe.

Quand ce rayon est dans la section perpendiculaire à l'axe, on a $a = 90°$, $\sin.^2 a = 1$; et $v' = d'$.

Ainsi, la vitesse extraordinaire est constante.

Quand il se meut parallèlement à l'axe, on a $a = o$ $\sin.^2 a = o$; et $v' = d$.

Ainsi dans cette direction, et dans celle-là seule, la vitesse extraordinaire devient égale à la vitesse ordinaire.

Ces deux valeurs d' et d sont les deux limites de la vitesse extraordinaire : l'une est son *maximum*, et l'autre son *minimum*.

Dans le système ondulatoire que nous avons adopté, l'indice de réfraction n'est autre chose que le rapport *direct* des vitesses, et, si nous représentons par 1 la vitesse de la lumière dans le vide, $\frac{1}{d'}$ sera l'indice de réfraction du rayon extraordinaire dans la section perpendiculaire à l'axe, tandis que $\frac{1}{d}$ sera l'indice de réfraction du rayon ordinaire ; le ca-

ractère des cristaux négatifs sera donc $d' > d$, et celui des cristaux positifs $d' < d$.

Dans le premier cas, $d'^2 - d^2$, coefficient de $\sin.^2 a$, est positif, et le *maximum* de v' correspond au cas où l'on a $\sin. a^2 = 1$ ou $a = 90°$, tandis que le *minimum* correspond à $\sin.^2 a = o$ ou à $a = o$. Dans le second cas, au contraire, $d'^2 - d^2$ est négatif, et le *minimum* de v' correspond à $a = 90$, et le *maximum* à $a = o$.

C'est donc toujours en se propageant suivant l'axe, et dans la section perpendiculaire à l'axe, que le rayon extraordinaire acquiert sa moindre et sa plus grande vitesse ; mais pour les cristaux négatifs, le *maximum* a lieu dans la section perpendiculaire à l'axe, et le *minimum* dans le sens de l'axe, et c'est le contraire pour les cristaux positifs.

2° *Cristaux à deux axes.*—Quand le rayon est compris dans la section perpendiculaire à la ligne supplémentaire ps (*fig.* 298), il est évident qu'il fait toujours des angles égaux avec chacun des axes px et px' ; ainsi $a = a'$ et v^2 se réduit à

$$v^2 = d^2 \text{ ou } v = d.$$

Ainsi, comme nous l'avons annoncé, d est dans ce cas l'expression de la vitesse, et c'est pour cette raison que nous appellerons *vitesses ordinaires* toutes celles qui sont données par les diverses valeurs de v.

Au contraire, quand le rayon se meut dans la section perpendiculaire à la ligne moyenne pm, la somme des angles a et a' est toujours égale à deux angles droits, d'où il résulte :

$$v'^2 = d'^2 \text{ ou } v' = d'.$$

C'est pourquoi nous avons dit que d' représente la vitesse du rayon dans cette section, et nous appellerons aussi *vitesses extraordinaires* toutes celles qui sont données par les valeurs de v'

Quand d' est plus grand que d, le *minimum* de la vitesse

ordinaire a lieu pour $a'=a$, ou pour $v=d$, et le *maximum* a lieu lorsque $a'-a$ est le plus grand possible, ce qui arrive dans le plan des axes.

Le *minimum* devient *maximum*, et *vice versâ*, lorsque d est plus grand que d'.

Les *maximum* et *minimum* du rayon extraordinaire arrivent aussi pour $v'=d'$, et par conséquent pour le cas où le rayon est dans le plan des axes, mais ils changent pareillement de rôle lorsque d' est plus grand ou plus petit que d.

On peut encore remarquer que dans tous les cas la différence des carrés des vitesses est exprimée par la formule :

$$v'^2-v^2=(d'^2-d^2)\ \text{sin.}\ a'\ \text{sin.}\ a,$$

c'est-à-dire que les deux rayons ordinaires et extraordinaires ayant une direction commune, les différences des carrés de leurs vitesses sont proportionnelles au produit des sinus des angles que chacun d'eux fait avec les deux axes. Cette remarque avait été faite par M. Brewster et par M. Biot avant que Fresnel eût indiqué la loi simple qui embrasse le phénomène dans toute son étendue.

445. *Diverses expériences de double réfraction.*—Nous indiquerons ici quelques-unes des nombreuses expériences que l'on peut faire pour habituer l'esprit à suivre les mouvemens de la lumière dans les cristaux biréfringens.

1°. *Expérience de Monge.* En regardant la double image d'un objet b placé à quelque distance au dessous de la surface inférieure d'un rhomboïde (*fig.* 299), et en promenant une carte contre cette surface, on voit avec surprise que, si elle passe de gauche à droite, c'est l'image de droite qu'elle cache la première, et *vice versâ*. Ce phénomène tient à ce que les faisceaux oo' et ee', qui apportent dans l'œil p l'impression des images ordinaires et extraordinaires, se *croisent* dans l'intérieur du cristal à cause de leur inégale réfrangibilité et de leur inégale incidence sur la surface d'entrée ff'. Le

faisceau extraordinaire provenant de brr' n'arrive pas à l'œil, non plus que le faisceau ordinaire provenant de $b\,x\,x'$.

2°. *Expériences sur le lieu apparent des images.* En plaçant l'œil très près de la surface supérieure d'un rhomboïde, et en regardant des points qui sont très près de la surface inférieure, soit au dehors comme des marques faites sur du papier, soit au dedans comme des taches particulières à la masse du cristal, on reconnaît que, des deux images d'un même point, l'une paraît sensiblement plus rapprochée que l'autre ; et c'est l'image ordinaire, parce que, le spath d'Islande étant négatif, l'indice ordinaire surpasse l'indice extraordinaire.

3°. *Expériences des rhomboïdes superposés.* Lorsqu'on superpose deux rhomboïdes pour regarder des objets au travers de leur double épaisseur, on observe les phénomènes suivants : quand les sections principales de ces deux rhomboïdes sont parallèles ou perpendiculaires, on ne voit que deux images de l'objet, comme si le rhomboïde était seul; mais l'on en voit 4 images diversement intenses dans toutes les autres positions relatives des 2 sections principales.

Nous devons conclure de là que les deux rayons ordinaire et extraordinaire qui sortent d'un premier rhomboïde ont une propriété qui les distingue essentiellement d'un rayon de lumière naturelle, puisque celui-ci donne toujours deux images égales en traversant un rhomboïde.

Pour mieux analyser cette propriété distinctive, on peut employer la lumière solaire et placer le second rhomboïde assez loin du premier pour agir séparément sur es rayons ordinaires et extraordinaires auxquels il a donné naissance.

Alors on reconnaît : 1° que, si les sections principales sont parallèles, le *rayon ordinaire* du 1er cristal se réfracte tout entier *ordinairement* dans le 2e, et que le *rayon extraordinaire* se réfracte aussi tout entier *extraordinairement;* 2° que, si les sections principales sont perpendiculaires, le *rayon ordinaire* du premier cristal se réfracte tout entier *extraordinairement*

dans le second, tandis que le *rayon extraordinaire* se réfracte tout entier *ordinairement*; 3° que, si les sections principales font entre elles un angle de 45°, chacun des rayons ordinaire et extraordinaire du premier cristal se divise dans le second en deux faisceaux égaux; 4° que, dans les autres situations relatives des deux sections principales, chacun des faisceaux du premier cristal donne naissance à deux faisceaux inégaux dans le second.

Dans toutes les expériences de cette espèce, on peut avec avantage substituer aux rhomboïdes des prismes de chaux carbonatée ou de cristal de roche, achromatisés avec du verre; c'est ce que nous appellerons des prismes *bi-réfringens*. Ils doivent être travaillés de manière que l'axe optique soit parallèle ou perpendiculaire à l'arête du sommet; alors, en donnant aux faces latérales des inclinaisons convenables, on obtient des séparations plus ou moins grandes entre les deux images, et rien n'est plus facile que d'observer et d'analyser chacune d'elles en particulier; mais l'on conçoit que jamais les deux images ne peuvent être à la fois complétement achromatisées, puisqu'elles proviennent de puissances réfractives différentes.

5°. *Expérience de réflection à la seconde surface des corps doublement réfringens.* — Quand un faisceau de lumière se réfléchit à la seconde surface d'un corps doué de la double réfraction, il présente des phénomènes particuliers qui tiennent aux propriétés dont nous venons de parler. En arrivant à cette seconde surface, le faisceau est ordinaire ou extraornaire, puisqu'il vient de traverser un cristal, et, après la réflection, il se trouve dans le même cas qu'un faisceau ordinaire ou extraordinaire qui se présente pour pénétrer dans un second cristal. De là les différentes apparences des images réfléchies suivant les positions relatives de l'œil, du plan de réflection, et de la section principale du cristal. Tous ces effets peuvent être facilement analysés au moyen du prisme bi-réfringent.

446. *Double réfraction du verre comprimé.*—Après avoir exposé les principaux phénomènes de la double réfraction dans les cristaux, nous devons donner une idée des causes accidentelles qui peuvent agir sur la plupart des corps diaphanes pour les rendre aussi doublement réfringens. Ces indications n'auront pas seulement pour objet de nous faire connaître des faits nouveaux ; elles serviront encore à nous montrer d'une manière évidente que la division des rayons dans les corps doublement réfringens est produite par l'inégale élasticité que possède l'éther dans les différentes directions, et que cette inégale élasticité résulte elle-même de la forme des molécules, de leur distance relative et de leur arrangement particulier. Voici l'expérience que Fresnel a imaginée pour démontrer cette vérité importante.

Quatre prismes rectangulaires de verre *a*, *b*, *c*, *d*, parfaitement égaux entre eux, sont posés à côté l'un de l'autre sur un plan horizontal, par leur face hypoténuse (*fig.* 300). D'un côté et de l'autre, on applique contre les quatre bouts des bandes de carton, et sur elles des bandes très rigides d'acier ; puis on les comprime très fortement dans un étau convenable, de telle sorte que la compression s'exerce dans le sens de l'axe des prismes pour en diminuer la longueur. Pendant que le verre est ainsi maintenu dans un état forcé, on ajuste trois autres prismes rectangulaires *e*, *f*, *g*, et deux prismes *h*, *k*, de 45°, pour compléter un parallélipipède allongé dont les faces extrêmes *s s'* soient parallèles ; les faces latérales de tous ces derniers prismes sont collées aux faces latérales des premiers avec du mastic en larmes, afin d'éviter les réflections partielles.

Ce système, ainsi composé, est doué de la double réfraction. Une petite mire, placée à 1 mètre du côté de la face *s'* par exemple, est vue double par l'œil qui regarde contre la face *s*, et l'écart des deux images peut être de 1 millimètre ou même davantage. On peut du reste s'assurer que chacun des deux faisceaux jouit bien de tous les caractères des faisceaux

doublement réfractés. Or, il est bien évident que, dans ce cas, la double réfraction est produite par l'inégale élasticité de l'éther, dans le verre comprimé et dans celui qui ne l'est pas.

Nous verrons à la fin de la polarisation beaucoup de phénomènes très curieux qui résultent d'une véritable double réfraction dans un grand nombre de corps diaphanes non cristallisés ; mais, si cette double réfraction est assez forte pour produire de vives couleurs, elle est trop faible pour être observée directement.

Pour compléter l'exposition des principaux phénomènes qui appartiennent exclusivement à la double réfraction, nous indiquerons encore ici comment le principe de la division des rayons peut être utilement appliqué à la mesure des petits angles : c'est Rochon qui a réalisé le premier cette ingénieuse application, en 1777, dans un instrument que l'on appelle aujourd'hui *micromètre à double image* ou *lunette de Rochon*.

Micromètre à double image.—Concevons deux prismes de cristal de roche (*fig.* 301), l'axe du premier, asb, étant perpendiculaire à la face sb, et l'axe du second étant, au contraire, parallèle aux faces latérales as', bs' et ab; supposons que leurs angles réfringens abs et bas' soient égaux, et qu'on les ait réunis par la face ab, avec du mastic en larmes, de telle sorte qu'ils composent un seul système dont les faces as' et sb soient exactement parallèles.

Un faisceau de lumière, tombant perpendiculairement sur sb, pénétrera sans déviation ni bifurcation jusqu'à la face ab; mais là, il sera décomposé en 2 faisceaux distincts : l'un, ordinaire, qui suivra sa route ovo' en ligne droite; l'autre, extraordinaire, qui sera dévié et prendra la route vtx, en faisant, après son émergence, un angle $xtq' = e$ avec la normale ou avec le faisceau ordinaire vo. En plaçant l'œil derrière la face as', on verra donc une double image du point qui envoie la lumière, et ces deux images seront vues sous l'angle e. Les faisceaux envoyés par les points voisins éprouveront le même

effet puisqu'ils seront très peu obliques sur la face sb, et l'œil verra ainsi une double image des objets qui sont dansle champ de vision, sans qu'il y ait de déformation sensible, du moins pour ceux de ces objets qui envoient la lumière sous une petite obliquité.

Pour déterminer l'*angle de duplication*, e, qui appartient au système des prismes, désignons par i, r, i', les angles ovp, tvp', vtq; par a les angles réfringens, sba, $s'ab$, en sorte que $i = a$ et $i' = a - r$; et par n, n', les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire : il est facile de voir que l'on aura alors :

$$\frac{\sin.\ a}{\sin.\ r} = \frac{n'}{n} \text{ et } \frac{\sin.\ e}{\sin.\ (a-r)} = n';$$

on a d'ailleurs $n' = 1.5582$, et n o 1.5484. Ainsi, après avoir déterminé par les procédés ordinaires l'angle a des prismes, la première équation donnera r, et, cette valeur étant substituée dans la deuxième équation, l'on en déduira la valeur de e. Ces valeurs seront de 19′ 30″; 28′ 20″; 40′ 0″; 57′ 40″ pour des valeurs de a de 30°; 40°; 50°; 60°.

Au lieu de déterminer par le calcul l'angle de duplication d'un prisme donné, on peut aisément le déterminer par l'observation : il suffit pour cela d'éloigner une mire circulaire ayant un diamètre connu d jusqu'à une distance connue z, telle que, en la regardant avec le prisme, ses deux images soient tangentes l'une à l'autre; alors, il est évident que l'angle de duplication e est égal à l'angle sous lequel on voit la mire à l'œil nu à cette distance z; ainsi, l'on a :

$$\text{tang. } e = \frac{d}{z};$$

réciproquement, l'angle e étant connu, on pourrait déterminer d au moyen de z, ou z au moyen de d, pour un objet dont les images seraient en contact.

Le prisme dont il s'agit peut s'appliquer de diverses manières aux lunettes, dans le micromètre à double image qui

s'appelle aussi micromètre de Rochon, du nom de son inventeur : le prisme est dans le tube de la lunette, entre l'objectif et l'oculaire (*fig.* 302), et il peut se mouvoir à volonté, en restant toujours dans l'axe ; on l'approche du foyer de l'objectif jusqu'à une distance $fz = h$ telle que les deux images $fm, f'm'$, de l'objet qu'on veut mesurer (*fig.* 302) soient au contact (*fig.* 303) ; alors, entre l'angle visuel $fcm = v$ et l'angle de duplication $fzm = e$, on a évidemment la relation

$$tang.\ v. = \frac{h}{f}\ \text{tang.}\ e;$$

f est la distance focale fc de l'objectif, e est déterminé par l'un des moyens que nous venons d'indiquer; ainsi, il ne reste d'inconnu que la valeur de h, qui pourrait se mesurer directement sur le tube.

Cependant, il est plus exact de procéder à la graduation de la manière suivante : on regarde avec la lunette une mire circulaire dont on connaît le diamètre et la distance, et qui soutend par conséquent un angle connu de 20 au 30′; on met le prisme au point où il ne fait voir qu'une seule image, c'est le zéro de l'instrument; ensuite on le fait marcher vers l'objectif, jusqu'au point où les deux images sont en contact : sachant alors que l'angle visuel v est de 30′ par exemple, on marque 30 sur le tube, au point où se trouve le repère du prisme, et l'on divise en 30 parties égales l'intervalle depuis 0, en continuant les divisions au-delà de 30; en visant un autre objet après avoir mis ses deux images en contact, il suffit de lire la division correspondante au repère du prisme, c'est l'angle visuel de cet objet.

A côté de ces divisions angulaires se trouvent encore écrits sur le tube d'autres nombres qui expriment le rapport entre la distance et la grandeur d'un objet. Ainsi à côté de 4′ est écrit 859, ce qui signifie que la distance d'un objet est 859 fois sa grandeur quand il est vu sous un angle de 4′; ainsi, au moyen de cette seconde division, le micromètre à double image

donne la distance d'un objet dont on connaît la grandeur, ou, réciproquement, la grandeur d'un objet dont on connaît la distance.

M. Arago, qui s'est servi de cet instrument pour mesurer le diamètre des planètes, a trouvé de l'avantage à mettre le prisme entre l'oculaire et l'œil : mais alors il faut employer un oculaire particulier dont les verres soient mobiles pour changer à volonté les grossissemens. Par là, on arrive comme dans le cas précédent à établir le contact des deux images : le grossissement g qui remplit ce but, étant connu par la position respective des verres de l'oculaire, il est facile d'en déduire le diamètre apparent d de l'astre ou de l'objet, car on a alors :

$$e = d\,g.$$

Réciproquement, on pourrait déterminer par ce procédé le grossissement d'une lunette : mais pour cela il faudrait éloigner une mire circulaire jusqu'à ce que ses deux images fussent en contact lorsqu'on les regarde avec le prisme placé au devant de l'oculaire; connaissant alors son diamètre apparent d et l'angle e, on en déduirait g.

Ce même procédé pourrait encore être appliqué aux microscopes : pour cela, il faudrait placer devant les lentilles objectives un micromètre de verre et le mettre au foyer ; puis, au lieu de l'observer avec la chambre claire, on l'observerait avec le prisme de Rochon, en le tournant de manière que les deux images fussent dans la même ligne; alors on reconnaîtrait la fraction m de millimètres dont l'une des images dépasse l'autre, c'est cette fraction amplifiée et devenue g fois plus grande qui, à la distance de la vision distincte d, forme la tangente de l'angle de duplication ; ainsi on a :

$$1 : \text{tang. } e :: d : gm, \text{ d'où } g = \frac{d \text{ tang. } e}{m}.$$

CHAPITRE II.

Phénomènes généraux et lois générales de la polarisation.

447. *Polarisation par réflections.* — Lorsqu'un pinceau de lumière a été réfléchi sur une plaque de verre en faisant avec la surface un angle de 35° 25′, on dit qu'il est *polarisé*, parce qu'il présente alors des propriétés singulières que l'on n'observe pas dans la lumière naturelle. Voici celles de ces propriétés que nous prendrons pour caractéritisques :

1° Il ne donne qu'*une seule image* en passant au travers d'un prisme biréfringent, quand la section principale de ce prisme est parallèle ou perpendiculaire au plan de réflection, tandis qu'il donne deux images plus ou moins intenses dans toutes les autres positions;

2° Il n'éprouve *aucune réflection* en tombant sur une seconde lame de verre, sous le même angle de 35° 25′, quand le plan d'incidence sur cette seconde lame est perpendiculaire au plan d'incidence sur la première, tandis qu'il se réfléchit partiellement dans d'autres plans et sous d'autres incidences;

3° Il *s'éteint* en tombant perpendiculairement sur une plaque de tourmaline dont l'axe est parallèle au plan de réflection, tandis qu'il se transmet avec une intensité croissante à mesure que l'axe de la tourmaline approche d'être perpendiculaire au plan de réflection.

Pour démontrer ces vérités par l'expérience, on peut employer l'appareil qui est représenté dans la fig. 304 : *t* tube de cuivre semblable à un tuyau de lunette; *d* diaphragme; *g* réflecteur de verre noir (quand on veut le rendre fixe, on l'arrête dans une position telle que l'axe du tube fasse avec

lui un angle de 35° 25′); *p*, *q*, *r*, *s*, un prisme biréfringent, une glace, une tourmaline, et une pile de glace : les montures de chacune de ces pièces sont terminées par un anneau *n* qui s'adapte sur l'extrémité divisée du tube principal, où elle tourne librement; cet anneau portant un repère qui parcourt la division, il est facile de constater quelle est la position angulaire de la pièce mobile par rapport au plan de réflection sur la glace *g*.

Le tube *t* étant disposé convenablement pour que la lumière du ciel ou la lumière blanche des nuées tombe sur le réflecteur *g*, il est évident, d'après ce que nous avons dit, que le faisceau réfléchi suivant l'axe du tube fait un angle de 35° 25′ avec la surface réfléchissante; alors, en l'observant avec le prisme *p*, on voit, en général, deux images de ce faisceau, ou plutôt de l'ouverture du diaphragme *d*; mais, en faisant tourner d'une circonférence entière le prisme et sa monture, il est facile de constater que l'*image est simple*, pour quatre positions du prisme ; savoir : quand sa section principale est parallèle au plan de réflection, ou quand elle lui est perpendiculaire.

En substituant au prisme la glace *q*, et en observant l'image du diaphragme *d* qu'elle réfléchit, on voit que cette image s'éteint quand l'incidence sur cette seconde glace est aussi de 35° 25′ avec sa surface et qu'en même temps le plan d'incidence est perpendiculaire au premier plan d'incidence sur la glace *g* : dans toute autre position l'image réfléchie prend un éclat plus ou moins vif, qui s'affaiblit graduellement à mesure qu'on approche de celle que nous venons de définir.

Enfin, si à la glace *q* on substitue la tourmaline *r*, on voit que l'image du diaphragme *d* est très brillante quand l'axe de la tourmaline est perpendiculaire au plan de réflection, qu'elle s'affaiblit peu à peu quand on s'écarte de cette position, et qu'elle s'éteint complètement quand l'axe de la tourmaline est parallèle au plan de réflection.

Telles sont les propriétés caractéristiques des rayons po-

larisés : l'une quelconque de ces trois propriétés entraîne essentiellement les deux autres. Ainsi, pour reconnaître si un rayon est polarisé, nous pourrons nous contenter désormais de l'observer avec la plaque de tourmaline ou avec le prisme biréfringent.

On est convenu d'appeler *plan de polarisation* le plan suivant lequel a été réfléchie la lumière qui se trouve polarisée par réflection ; mais, comme on pourrait avoir à étudier un rayon polarisé dont on ne connaîtrait pas l'origine, il a été nécessaire, tout en conservant cette définition, d'en faire une autre équivalente, ou plutôt d'indiquer un autre caractère pour reconnaître le plan de polarisation ; et la plaque de tourmaline est très commode pour cet usage : quand un rayon s'éteint en traversant la tourmaline, son plan de polarisation est parallèle à l'axe de la plaque : quand, au contraire, un rayon a son maximum d'intensité en traversant la tourmaline, son plan de polarisation est perpendiculaire à l'axe de la plaque.

Les expériences que nous venons de faire avec la lumière des nuées peuvent être faites avec une lumière quelconque artificielle ou naturelle ; il est même facile aussi de les faire dans la chambre noire avec la lumière solaire; alors, on projette les images sur un tableau éloigné : dans ce cas, les expériences deviennent un peu plus faciles, en se servant du trait de lumière horizontal réfléchi par un héliostat ou par un porte-lumière, et en substituant à la première glace *g* ou un prisme biréfringent, ou une tourmaline, ou une pile de glace *s*, comme nous l'indiquerons tout à l'heure.

La découverte de la polarisation, dont nous venons de donner une première idée, a été faite par Malus en 1810 ; jusque-là personne n'avait soupçonné que la réflection pût imprimer à la lumière des caractères particuliers. S'il suffisait d'une prodigieuse sagacité pour découvrir et analyser des propriétés si nouvelles et si extraordinaires, il fallait certainement un génie bien pénétrant pour développer ces propriétés, comme le fit Malus, et pour montrer aux physiciens

qu'elles ouvraient en optique une carrière immense par son étendue et par sa richesse.

A l'époque de cette découverte, le système de l'émission était complètement dominant; on ne voyait en optique que des molécules lumineuses douées de divers accès et de diverses propriétés; toutes ces molécules éprouvant simultanément les mêmes effets lorsqu'elles avaient été réfléchies sur le verre sous un certain angle, on supposait qu'elles étaient toutes *tournées* de la même manière, et qu'en conséquence elles avaient des axes de rotation et des *pôles* autour desquels leurs mouvemens pouvaient s'accomplir sous certaines influences. De là, le mot de *polarisation*, qui indiquait que les pôles étaient dirigés ou arrangés de la même manière pour toutes les molécules.

448. *Polarisation par simple réfraction.* — La lumière naturelle se polarise en traversant sous certaines conditions une série de plaques de verre à faces parallèles, et son plan de polarisation est alors perpendiculaire au plan d'émergence. Pour le démontrer on fait une *pile de plaques*, *s*, en disposant parallèlement entre elles quatre ou cinq plaques de glace, que l'on substitue au réflecteur *g*; alors, si l'on soumet à l'épreuve le pinceau transmis par cet appareil, en l'observant par l'un des trois moyens indiqués précédemment, il est facile de reconnaître qu'il est polarisé quand il pénètre dans les glaces en faisant avec leurs surfaces un angle de 35° 25′, et, comme il a son maximum d'intensité quand l'axe de la tourmaline est parallèle au plan d'émergence, on en conclut que le plan de polarisation est perpendiculaire à ce plan. Si la lumière est très vive, elle n'est pas complètement polarisée, et il faut alors employer dans la pile un plus grand nombre de glaces.

Les autres corps transparens et non cristallisés présentent des phénomènes analogues : seulement, pour obtenir le maximum de polarisation, il faut que l'incidence varie avec la nature de la substance.

449. *Polarisation par double réfraction.*—Les deux faisceaux ordinaire et extraordinaire que donne la lumière na-

turelle en traversant la section principale d'un cristal sont l'un et l'autre polarisés : le premier dans le plan d'émergence, et le second perpendiculairement à ce plan.

Pour le démontrer, on substitue au réflecteur *g* (*fig.* 304), un prisme biréfringent, et l'on observe la lumière transmise avec l'un des appareils ou *analyseurs*, *p*, *q*, *r* : si l'on se sert, par exemple, de la tourmaline, on reconnait facilement que l'image *ordinaire* (celle qui est dans l'axe et non déviée) acquiert son maximum d'intensité quand l'axe de la tourmaline est perpendiculaire à la section principale du prisme, et qu'elle s'éteint au contraire quand l'axe de la tourmaline est dans la section principale elle-même ; l'image *extraordinaire* (celle qui est hors de l'axe et déviée) présente des phénomènes exactement inverses : c'est un moyen de distinguer l'image ordinaire de l'image extraordinaire.

450. *Polarisation par réflection irrégulière.* — Lorsqu'une surface quelconque est éclairée par une vive lumière, les rayons irrégulièrement réfléchis qu'elle renvoie dans tous les sens se trouvent partiellement polarisés dans un plan perpendiculaire au plan d'émergence. Pour s'en assurer, il suffit de faire tomber dans la chambre noire un trait de lumière solaire sur une surface plus ou moins polie, et de regarder cette surface avec une plaque de tourmaline que l'on fait tourner dans son plan pour rendre l'axe tantôt parallèle tantôt perpendiculaire au plan d'émergence des rayons : dans le premier cas, l'éclat de la surface sera très sensiblement plus vif que dans le second ; ce qui prouve que la lumière est polarisée, comme nous l'avons dit, mais qu'elle n'est polarisée qu'en partie.

450 bis. *Polarisation de la lumière atmosphérique.* — Il résulte de tout ce qui précède que la lumière n'est presque jamais réfléchie ou réfractée sans être plus ou moins polarisée ; on peut s'attendre par conséquent à reconnaître une polarisation plus ou moins complète dans la lumière atmosphérique ; c'est ce qui arrive en effet, surtout quand le ciel est serein, et, pour s'en assurer, il suffit de regarder

les différens points du ciel avec une tourmaline que l'on fait tourner dans son plan : lorsque l'image qu'on aperçoit a le même éclat dans toutes les positions de l'axe, il n'y a pas de polarisation ; mais si, dans deux positions rectangulaires, il y a une différence d'éclat, la lumière qui vient de cette région du ciel est plus ou moins polarisée, et le plan de polarisation est perpendiculaire à l'axe de la tourmaline, au moment où elle donne l'image la plus sombre.

451. *Loi de M. Brewster sur l'angle de polarisation.* — L'angle sous lequel les diverses surfaces réfléchissantes polarisent la lumière en plus grande proportion se détermine soit avec le goniomètre de Charles, soit avec un autre instrument quelconque propre à mesurer les angles : il suffit pour cela de disposer convenablement la surface que l'on veut soumettre à l'expérience, et d'observer le faisceau réfléchi avec une tourmaline dont l'axe soit perpendiculaire au plan de réflection ; l'angle d'incidence pour lequel l'image vue dans la tourmaline s'éteint ou prend le moindre éclat est l'angle cherché. On avait fait ainsi beaucoup d'expériences, lorsque M. Brewster, en comparant leurs résultats, fut conduit à découvrir la loi remarquable à laquelle ils sont soumis. Cette loi est la suivante :

La tangente de l'angle de polarisation est égale à l'indice de réfraction, ou, ce qui revient au même, *l'angle de polarisation est celui pour lequel le rayon réfléchi est perpendiculaire au rayon réfracté correspondant.*

En effet, si l'on désigne par n l'indice de réfraction d'une substance, par p son angle de polarisation, et par r l'angle de réfraction correspondant, on aura, par le premier énoncé de la loi de Brewster, et par la loi ordinaire de réfraction :

Tang. $p = n$ et sin. $p = n$. sin. r, ce qui donne cos. p $=$ sin. r, et par conséquent $r + p = 90°$, conformément au second énoncé.

Quand la réflection s'accomplit dans l'intérieur d'une substance, l'indice de réfraction devient $\frac{1}{n}$, et il exprime encore

la tangente de l'angle sous lequel la réflection intérieure donne la polarisation la plus complète.

En représentant par si (*fig.* 305) le rayon incident, sous l'angle de polarisation complète, on voit, pour la première surface, que ses rayons réfléchis et réfractés correspondans if et ir sont perpendiculaires entre eux, et qu'il en est de même à la seconde surface des rayons rf' et rs'.

Il suffit donc de connaître l'indice de réfraction d'une substance pour calculer son angle de polarisation; et, réciproquement, l'angle de polarisation étant connu pour un corps quelconque, il est facile d'en déduire l'indice de réfraction de ce corps.

Les substances doublement réfringentes ayant des indices de réfraction qui changent avec la grandeur des angles et la direction des plans d'incidences, il est présumable que les angles de polarisation doivent présenter alors quelques phénomènes particuliers, mais, je ne connais jusqu'à présent aucune observation précise à cet égard.

Les indices de réfraction prenant des valeurs différentes pour les différentes couleurs, il en résulte qu'à la rigueur tous les rayons du spectre ne se polarisent pas exactement sous le même angle.

452. *Loi de Malus sur le partage de la lumière polarisée.* — Lorsqu'un faisceau de lumière polarisée traverse un prisme biréfringent, nous avons vu qu'il est simple à son émergence quand la section principale du prisme fait avec le plan de polarisation des angles 0, 90, 180 ou 270°; mais, dans toutes les autres positions, il y a une image ordinaire et une image extraordinaire qui changent d'éclat relatif, et qui s'éteignent tour à tour lorsqu'on arrive aux positions précédentes. Malus avait été conduit à représenter ces changements d'intensité par la formule suivante :

$$t = \cos.^2 a, \text{ pour le rayon ordinaire},$$
$$t' = \sin.^2 a, \text{ pour le rayon extraordinaire},$$

a étant l'angle de la section principale du prisme avec le plan de polarisation, 1 l'intensité du rayon incident, et t et t' les intensités des rayons transmis qui varient avec la grandeur de l'angle a.

Ainsi, 1° la somme des intensités des deux rayons est toujours égale à celle de la lumière incidente, puisque pour toutes les valeurs de a on a $t + t' = 1$;

2° Pour $a = 0$, le faisceau extraordinaire est éteint, tandis que le faisceau ordinaire a son maximum d'éclat ou l'intensité 1 ; à partir de cette position, t' augmente et t diminue jusqu'à $a = 90°$; alors le faisceau ordinaire s'éteint, et c'est t' qui devient égal à 1 ; de 90 à 180 les mêmes phénomènes se reproduisent en sens inverse, et l'autre demi-circonférence donne encore les mêmes résultats.

Cette loi remarquable, qui n'était d'abord qu'un moyen empirique de représenter les apparences, a été vérifiée et démontrée par une foule de conséquences importantes, comme nous le verrons tout à l'heure.

Toutefois, parmi ces conséquences, il en est une sur laquelle nous devons insister ici : c'est qu'*un faisceau de lumière naturelle d'une intensité égale à* 1 *peut toujours être considéré comme étant la réunion de deux faisceaux polarisés à angle droit, ayant chacun une intensité* $\frac{1}{2}$.

En effet, en recevant ces deux faisceaux sur un prisme biréfringent dont la section principale fasse un angle a avec le plan de polarisation du premier, et par conséquent un angle de $90 - a$ avec le plan de polarisation du deuxième, il est facile de voir que le premier faisceau donnera dans le prisme deux images, l'une ordinaire et l'autre extraordinaire, dont les intensités seront respectivement :

$$\frac{\cos.^2 a}{2} \text{ et } \frac{\sin.^2 a}{2},$$

et que le deuxième faisceau donnera pareillement deux images, l'une ordinaire et l'autre extraordinaire, dont les intensités seront :

$$\frac{\cos.^2(90-a)}{2} = \frac{\sin.^2 a}{2} \text{ et } \frac{\sin.^2(90-a)}{2} = \frac{\cos.^2 a}{2}.$$

Ainsi, la somme des deux images ordinaires sera toujours

$$\frac{\cos.^2 a}{2} + \frac{\sin.^2 a}{2} = \frac{1}{2},$$

et la somme des deux images extraordinaires

$$\frac{\sin.^2 a}{2} + \frac{\cos.^2 a}{2} = \frac{1}{2};$$

c'est-à-dire que ces deux images seront toujours égales en intensité, et chacune $\frac{1}{2}$ de l'intensité totale, quelle que soit la position de la section principale du prisme biréfringent, ce qui est précisément le caractère de la lumière naturelle ou non polarisée.

453. *Loi de Fresnel sur l'intensité de la lumière réfléchie.* — La quantité de lumière réfléchie par les surfaces polies augmente sans cesse avec l'obliquité de l'incidence : c'est un fait que l'on peut constater aisément par des expériences approximatives; mais l'on n'avait encore, il y a dix ans, ni une méthode expérimentale pour comparer rigoureusement les intensités correspondant aux diverses obliquités, ni une formule générale pour exprimer dans tous les cas le rapport qui existe entre la lumière incidente et la lumière réfléchie. Les phénomènes de la polarisation ont conduit à cette double solution du problème. M. Arago a imaginé la première, et Fresnel la seconde. La formule de Fresnel repose sur des considérations mécaniques que nous ne pouvons développer ici; nous nous bornerons seulement à la discuter pour quelques cas particuliers. Ceux qui voudront de plus amples détails pourront consulter les mémoires originaux (*Ann. de Phys. et de Chim.*, t. XVII, p. 191 et 312). Cette formule est la suivante :

$$t = \frac{\sin.^2(i-i')}{\sin.^2(i+i')} \cdot \cos.^2 a + \frac{\tang.^2(i-i')}{\tang.^2(i+i')} \cdot \sin.^2 a.$$

L'intensité de la lumière incidente est prise pour unité : t, intensité de la lumière réfléchie ; a, *azimuth* du plan de polarisation de la lumière incidente, ou angle de ce plan avec le plan d'incidence ou de réflection ; i, angle d'incidence ; i', angle de réfraction, correspondant et toujours lié à i par la relation $\sin. i = n. \sin. i'$, n étant l'indice de réfraction de la substance réfléchissante par rapport au milieu dans lequel s'accomplit la réflection.

Au moyen de ces deux relations entre les cinq quantités, n, i, i', a, t, on peut donc toujours en déterminer deux lorsque les trois autres sont connues ; ce qui donne lieu à une foule d'applications dont il suffit d'indiquer ici le principe.

Il y a plus, la formule s'étend aussi à la lumière naturelle, car nous venons de voir qu'un faisceau de lumière naturelle d'une intensité 1 peut toujours être considéré comme étant la réunion de deux faisceaux polarisés à angle droit, ayant chacun une intensité $\frac{1}{2}$. Prenons donc deux faisceaux remplissant ces conditions : soit a l'azimuth du premier, $90-a$ celui du second ; après la réflection, l'intensité du premier sera exprimée par la formule précédente multipliée par $\frac{1}{2}$, et l'intensité du second sera exprimée par la même formule ayant $\sin.^2 a$ au premier terme et $\cos.^2 a$ au second, en sorte qu'en les ajoutant, l'angle a disparaît ; et l'on a alors pour l'intensité totale du rayon réfléchi :

$$t = \frac{1}{2}\left\{\frac{\sin.^2 (i-i')}{\sin.^2 (i+i')} + \frac{\tang.^2 (i-i')}{\tang.^2 (i+i')}\right\}.$$

Ainsi, dès que l'on connaît i et n, on peut déterminer t par le calcul.

Si la lumière incidente est *mélangée* ou composée d'une quantité k de lumière polarisée, et d'une quantité $1-k$ de lumière naturelle, on trouvera aisément que l'intensité t du rayon réfléchi est donnée par la formule :

$$t = \frac{1+k \cos. 2a}{2} \cdot \frac{\sin.^2 (i-i')}{\sin.^2 (i+i')} + \frac{1-k \cos. 2a}{2} \cdot \frac{\tang.^2 (i-i')}{\tang.^2 (i+i')}.$$

Il suffira pour cela d'appliquer la première formule à la quantité k, et la seconde à la quantité $1-k$, puis d'ajouter les résultats.

Pour l'incidence perpendiculaire on aurait $i=0$, $i'=0$, et la formule donnerait $\frac{0}{0}$; mais, pour en avoir la vraie valeur, il faut remarquer que, pour de petites incidences, on peut prendre les angles au lieu des sinus et des tangentes et que alors $i=ni'$, ce qui donne :

$$t=\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2.$$

454. *Mouvement du plan de polarisation par l'effet de la réflection.*—Lorsqu'un rayon de lumière polarisée se réfléchit sur une surface polie sous diverses obliquités, la portion réfléchie se trouve encore polarisée : mais il arrive, en général, que son plan de polarisation a changé d'azimuth ou qu'il a pris un mouvement d'un certain nombre de degrés. Ce nouvel azimuth est donné par la formule :

$$\text{tang. } a' = \text{tang. } a. \frac{\cos. (i+i')}{\cos. (i-i')}$$

a est l'azimuth du plan de polarisation dans le rayon incident ; a' l'azimuth du plan de polarisation dans le rayon réfléchi ; i est l'angle d'incidence ; i' l'angle de réfraction correspondant donné par la relation $\sin. i = \sin. i' n$, n étant l'indice de réfraction de la substance réfléchissante.

1° Pour que l'on puisse avoir $a=a'$, il faut que l'on ait

$$\cos. (i+i') = \cos. (i-i'),$$

condition qui ne peut en réalité être remplie que de deux manières : par $i=0°$ et par $i=90°$. D'où il suit que la réflection perpendiculaire et la réflection sous le plus grand angle possible sont les seules qui ne fassent pas changer l'azimuth du plan de polarisation, quelle que soit sa valeur.

2° Les angles i et i' étant toujours plus petits que 90°, il en résulte que cos. $(i+i')$ est toujours plus petit que cos. $(i-i')$,

et par conséquent toujours plus petit que a, c'est-à-dire que, dans son mouvement, le plan de polarisation se rapproche toujours du plan d'incidence.

3° Lorsque l'on a $i+i'=90°$, ou, ce qui revient au même, quand le rayon tombe sous l'incidence de la polarisation complète, on a toujours $a'=0$.

Ainsi, sous l'angle de la polarisation complète, le rayon réfléchi se trouve toujours polarisé dans le plan d'incidence, quel que soit l'azimuth du plan de polarisation du rayon incident.

Ce résultat fait comprendre comment le fait de la polarisation totale se trouve lié au mouvement du plan de polarisation par la réflection, et combien il est conforme aux analogies de considérer un faisceau de lumière naturelle comme un faisceau composé d'une foule de rayons polarisés dans tous les azimûths, puisque la réflection ramène dans le plan d'incidence les plans de polarisation de tous ces rayons.

4° Lorsque l'azimuth du plan de polarisation est de 45°, on a tang. $a=1$; et

$$\text{tang. } a' = \frac{\cos. (i+i')}{\cos. (i-i')},$$

formule qui a été vérifiée par Fresnel.

Ces divers mouvements du plan de polarisation peuvent être représentés par une construction graphique qui a l'avantage de parler aux yeux.

Prenons une ligne $q\,p$ (*fig.* 306), que nous diviserons en 90 parties égales; supposons que cette ligne représente la direction du plan d'incidence sur la surface réfléchissante, et que les faisceaux incidens tombent successivement en différens points sur cette ligne avec des obliquités marquées par le rang de ces points. Ainsi, au point p, où est écrit 0°, le faisceau tombera perpendiculairement; au point a, il tombera avec une incidence de 20°, avec une incidence de 40° au point b, de 56° au point c, de 70° au point d, et de 90°

au point q. Supposons enfin que le plan de polarisation de tous ces faisceaux incidens ait un azimuth de 45°; alors la ligne az, dans ses diverses positions, représentera le plan de polarisation du faisceau réfléchi. On voit que c'est à l'incidence de 56° avec la normale, ou de 34° avec la surface, que le plan de polarisation du faisceau réfléchi devient parallèle au plan de réflection, et que de part et d'autre de cette position, c'est-à-dire pour des obliquités moindres ou plus grandes, le plan de polarisation change de côté : pour les obliquités moindres il est à droite du plan d'incidence, et il passe à gauche pour les obliquités plus grandes.

La figure 306, $p'q'$, représente le mouvement du plan de polarisation pour un rayon polarisé ayant aussi un azimuth de 45°, mais de l'autre côté du plan d'incidence.

Aprés avoir représenté graphiquement ce qui arrive aux rayons polarisés dans l'azimuth de 45°, soit à droite, soit à gauche du plan de réflection, il est facile d'en déduire ce qui arrivera à un faisceau de lumière naturelle ; car, un tel faisceau, d'une intensité égale à 1, peut être regardé comme composé de deux faisceaux ayant chacun une intensité égale à 1/2 et polarisés à angle droit (452) : or, si nous supposons que l'un de ces faisceaux composans ait son plan de polarisation dans l'azimuth de 45° et à droite du plan d'incidence, l'autre faisceau devra avoir aussi son plan de polarisation dans l'azimuth de 45 degrés, mais à gauche du plan d'incidence. Par conséquent, les phénomènes de la lumière naturelle ne sont que la *superposition* des phénomènes représentés dans la figure 306, pq, et $p'q'$, comme on peut le voir en $p''q''$. Il en résulte que, sous l'incidence perpendiculaire, le faisceau réfléchi est sans polarisation, comme le faisceau incident; car il est, comme lui, composé de deux faisceaux d'égale intensité et polarisés à angle droit : à mesure que l'incidence augmente, les plans de polarisation se rapprochent graduellement, et, quand la réflection a lieu sur le verre, ils deviennent enfin parallèles entre eux et au plan

de réflection, pour l'incidence de 56°; c'est-à-dire qu'alors le rayon réfléchi est complètement polarisé dans le plan de réflection : au-delà de cette limite, et pour toutes les incidences plus grandes, chacun des plans de polarisation continue à tourner dans le même sens, celui de droite passant à gauche du plan d'incidence, et celui de gauche passant à droite ; et enfin, pour l'incidence de 90°, les deux plans de polarisation se retrouvent perpendiculaires entre eux, chacun ayant repris un azimuth de 45° de l'autre côté du plan d'incidence. Ces résultats vont nous servir à expliquer la polarisation partielle et la polarisation complète, qui résultent de plusieurs réflections successives.

455. *Polarisation partielle et polarisation complète produite par plusieurs réflections successives.* — Quand un faisceau de lumière naturelle se réfléchit sous un angle plus grand ou plus petit que celui de la polarisation complète, il présente toutes les apparences d'un faisceau partiellement polarisé. Pour s'en assurer, il suffit de l'observer avec une plaque de tourmaline; car l'image ne disparaît en totalité pour aucune position de la plaque; mais elle change d'intensité à mesure que la plaque tourne dans son plan. On avait regardé d'abord cette lumière mélangée comme composée de deux faisceaux, l'un ayant conservé son état naturel, et l'autre ayant été polarisé dans le plan d'incidence. Mais M. Brewster a fait voir qu'en réalité il se compose de deux faisceaux égaux et complètement polarisés, l'un à droite, l'autre à gauche du plan de réflection, l'azimuth étant le même pour chacun d'eux, et donné par la formule :

$$\text{tang. } a' = \frac{\cos. i + i')}{\cos. i - i')},$$

parce que, le rayon naturel incident pouvant être considéré comme composé de deux faisceaux polarisés à angle droit, il est permis de prendre pour l'azimuth du premier 45° à droite, et pour celui du second 45° à gauche du plan de polarisation, en sorte que tang. $a = 1$.

Si l'on admet qu'il en soit ainsi, il sera facile de calculer la proportion k de lumière qui se polarise en se réfléchissant sous l'angle i, l'intensité du faisceau naturel incident étant 1, et de comparer ensuite le résultat du calcul à celui de l'expérience. En effet, en recevant le faisceau réfléchi dans un prisme biréfringent dont la section principale coïncide avec le plan d'incidence, la portion $\frac{t}{2}$ qui a son azimuth a à droite, donnera un faisceau ordinaire $\frac{t}{2}$ cos.$^2 a'$ et un faisceau extraordinaire $\frac{t}{2}$ sin.$^2 a'$; la portion $\frac{t}{2}$ qui a son azimuth a' à gauche, donnera pareillement $\frac{t}{2}$ cos.$^2 a'$ et $\frac{t}{2}$ sinus$^2 a'$ pour faisceaux ordinaire et extraordinaire. Ainsi, au sortir du prisme, les faisceaux ordinaire et extraordinaire, pris en totalité, seront respectivement :

$$t \cos.^2 a' \text{ et } t \sin.^2 a'.$$

Or, s'il y a, comme on le suppose, une proportion k de lumière qui soit polarisée dans le plan d'incidence ou dans la section principale, elle résultera évidemment de la différence des intensités de ces deux images; on aura donc :

$$k = t \cos.^2 a' - t \sin.^2 a' = t\,(1 - 2 \sin. a'),$$

a' étant donné par la formule précédente, et t par la formule qui exprime la proportion totale de lumière réfléchie sous l'incidence i. En substituant pour a' et pour t leurs valeurs, on a enfin :

$$k = \tfrac{1}{2}\left\{\frac{\sin.^2 (i-i')}{\sin.^2 (i+i')} + \frac{\tang.^2 (i-i')}{\tang.^2 (i+i')}\right\},$$

$$\left\{\frac{\cos.^2 (i-i') - \cos.^2 (i+i')}{\cos.^2 (i-i') + \cos.^2 (i+i')}\right\},$$

formule qui a été vérifiée avec une approximation satisfaisante par plusieurs observations.

Ces résultats obtenus pour une première réflection, il est

facile de les étendre à un nombre quelconque de réflections successives qui s'accomplissent sous la même incidence et dans le même plan ; car, si l'on désigne par a', a'', a'''...a^n, les azimuths du plan de polarisation après la 1re, la 2e, la 3e,.. la ne réflection, l'on aura :

$$\text{tang. } a' = \frac{\cos. (i'+i')}{\cos. (i-i')},$$

$$\text{tang. } a'' = \text{tang. } a' \frac{\cos. (i+i')}{\cos. (i-i')},$$

. . . . . .

$$\text{tang. } a^n = \text{tang. } a^{n'} \frac{(\cos. (i+i')}{(\cos. (i-i')},$$

et, en multipliant toutes les équations entre elles :

$$\text{tang. } a^n = \left\{\frac{\cos. (i+i')}{\cos. (i-i')}\right\}^n.$$

Ce dernier azimuth ne peut jamais être nul, quel que soit le nombre des réflections, quand on n'a pas $i+i'=90°$; mais sa valeur diminue de plus en plus, à mesure que le nombre des réflections augmente; quand elle n'est plus que de 1/2° ou 1°, la lumière paraît polarisée à peu près totalement dans le plan d'incidence. Ainsi sur le verre, sous l'incidence de 70°, cinq réflections suffisent pour donner une polarisation presque complète.

Au reste, les formules précédentes permettraient de calculer, quelle est, après chaque réflection, la portion de lumière qui est polarisée et celle qui ne l'est pas.

456. *Mouvement du plan de polarisation par l'effet de la réfraction.*— La réfraction peut, comme la réflection, faire changer ou tourner le plan de polarisation. Cet effet est représenté dans la figure 307 : pq désigne le plan de réfraction d'une lame de verre à faces parallèles; la longueur de cette ligne a été divisée en 90 parties égales, et le numéro de chacune de ces divisions indique l'angle d'incidence du faisceau qui tombe en ce point pour traverser la plaque

après s'y être réfracté. Ainsi, le cercle que l'on aperçoit vis-à-vis le n° 60, représente un faisceau de lumière polarisée qui tombe sur la première surface de la plaque sous un angle de 60°; le diamètre az montre la direction du plan de polarisation de ce faisceau lorsqu'il est devenu émergent dans l'air, après avoir traversé les deux surfaces de la plaque; il fait ici 50° 7′ avec le plan de réfraction. Au point p, ou au numéro 0°, le faisceau tombe à angle droit sur la plaque et la traverse perpendiculairement; l'expérience montre qu'après l'émergence son plan de polarisation est le même qu'à l'incidence. La figure est faite dans la supposition que ce plan fait un angle de 45° avec le plan de réfraction. Mais, à mesure que l'obliquité augmente, l'azimuth du plan de polarisation augmente graduellement : pour une obliquité de 30°, l'azimuth est 45° 40′,

de 45°. . . . . 46° 47′,
de 60°. . . . . 50° 7′,
de 90°. . . . . 66° 19′.

Dans la réflection, le plan de polarisation se rapprochait du plan d'incidence : ici c'est le contraire, il s'en éloigne de plus en plus, et marque une tendance à lui devenir perpendiculaire. L'effet que l'on observe dans ces expériences est un effet composé, car il résulte de l'action des deux surfaces. Pour savoir ce qui appartient à chacune, il faut expérimenter avec des prismes bien purs, et sous de telles incidences que le rayon émerge perpendiculairement à la seconde surface; alors, cette surface sera sans action pour changer l'azimuth, et l'effet observé sera entièrement dû à l'action de la première.

M. Brewster, qui paraît avoir le premier analysé ces phénomènes, a exprimé la loi de ces mouvemens par la formule suivante :

$$\cot. a' = \cot. a. \cos. (i - i').$$

a est l'azimuth du plan de polarisation du faisceau incident; i l'angle d'incidence; i' l'angle de réfraction; a' l'azimuth du

plan de polarisation, modifié comme il l'a été par l'action de la première surface.

Nous allons appliquer cette formule au cas d'une lame à faces parallèles, en supposant que le faisceau ait son plan de polarisation dans l'azimuth de 45°; alors cot. $a = 1$, et l'on a simplement :

$$\cot. a' = \cos. (i - i').$$

C'est donc avec cet azimuth a' pour son plan de polarisation que le rayon s'en va tomber sur la seconde surface avec un angle d'incidence i'; mais, comme l'angle de réfraction est i, et comme cos. $(i'-i)$ = cos. $(i-i')$, le nouvel azimuth a'', après cette seconde réfraction, sera donné par l'équation :

$$\cot. a'' = \cot. a'. \cos. (i - i');$$

en la multipliant par la première, on trouve :

$$\cot. a' = \cos.^2 (i - i').$$

M. Brewster a vérifié cette formule par un grand nombre d'observations.

457. *De la polarisation produite par des réfractions successives.* — La loi précédente nous apprend comment un faisceau de lumière naturelle peut être polarisé par des réfractions successives. En effet, puisqu'un faisceau naturel d'une intensité égale à 1 peut être considéré comme composé de deux faisceaux d'une intensité égale à $\frac{1}{2}$ polarisés à angle droit, l'un ayant son plan de polarisation à 45° à droite du plan de réfraction, et l'autre à 45° à gauche, il est évident qu'après les deux réfractions au travers d'une lame parallèle de verre sous une incidence de 60° par exemple (*fig.* 307), le faisceau émergent pourra être considéré comme composé de deux faisceaux polarisés à 50° 7′, l'un à droite et l'autre à gauche du plan de réfraction. C'est ce faisceau ainsi modifié qui vient tomber sur la seconde lame; et, après sa seconde émergence, chacun de ses plans de polarisation aura encore

tourné d'un certain angle dans le même sens; de même après une troisième émergence, etc., jusqu'à ce qu'enfin ses deux plans soient exactement opposés et coïncidens. A ce terme, il n'y a plus qu'un plan de polarisation, et le faisceau paraît complètement polarisé dans un plan perpendiculaire au plan de réfraction. Mais ici, comme dans la réflection, il suffira que les plans opposés de polarisation fassent entre eux un angle assez petit pour que la polarisation complète paraisse sensiblement exacte à l'œil de l'observateur.

M. Brewster a trouvé, par exemple, que la lumière d'une bougie, à 10 ou 12 pieds de distance, est complètement polarisée :

par 8 plaques de verre ou 16 surfaces réfringentes sous une incidence de. . . . . 78° 52′;
par 24. . . . . ou 48. . . sous 61° »»,
par 47. . . . . ou 94. . . sous 43° 34′.

La formule indique aussi que les plans de polarisation sont alors sensiblement perpendiculaires au plan de réfraction.

On trouve pareillement que cinq plaques de verre ou dix surfaces polarisent complètement un faisceau naturel qui les traverse sous la plus grande obliquité possible, etc.

es résultats expliquent d'une manière bien complète les phénomènes des piles de plaques.

458. *De l'action mutuelle des rayons polarisés.* — Pour compléter les lois générales de la lumière polarisée, il nous reste à faire connaître les phénomènes qui ont été découverts par MM. Arago et Fresnel sur l'action mutuelle des rayons polarisés. Je me fais un devoir de rapporter ici textuellement l'exposition de ces phénomènes telle qu'elle a été publiée par Fresnel :

« En étudiant les interférences des rayons polarisés, nous avons trouvé, M. Arago et moi, qu'ils n'exercent plus d'influence les uns sur les autres quand leurs plans de polarisation sont perpendiculaires entre eux, c'est-à-dire qu'ils ne

peuvent plus alors produire de franges, quoique toutes les conditions nécessaires à leur apparition, dans le cas ordinaire, soient d'ailleurs scrupuleusement remplies. Je citerai les trois principales expériences qui nous ont servi à établir ce fait, en commençant par celle qui appartient à M. Arago. Elle consiste à faire traverser aux deux faisceaux émanant du même point lumineux et introduit par deux fentes parallèles, deux piles de lames transparentes très-minces, telles que celles de mica ou de verre soufflé, qu'on incline assez l'une et l'autre pour polariser presque complètement chacun des deux faisceaux, en ayant soin que les deux plans suivant lesquels on les incline soient perpendiculaires entre eux: alors on ne peut plus apercevoir de franges, quelque soin que l'on prenne d'ailleurs à compenser les différences de marche en faisant varier très lentement l'inclinaison d'une des piles, tandis que, lorsque les plans d'incidence des piles ne sont plus perpendiculaires entre eux, on parvient toujours à faire paraître les franges; à mesure que ces plans s'éloignent du parallélisme, les franges s'affaiblissent, et elles disparaissent tout-à-fait quand ils sont rectangulaires, si la polarisation des deux faisceaux a été assez complète. Il résulte de cette expérience que les rayons polarisés suivant le même plan s'influencent mutuellement, comme des rayons de lumière non modifiée; mais que cette influence diminue à mesure que les plans de polarisation s'écartent l'un de l'autre, et devient nulle quand ils sont rectangulaires.

« Voici une autre expérience qui conduit aux mêmes conséquences. On prend une lame de sulfate de chaux ou de cristal de roche parallèle à l'axe et d'une épaisseur bien uniforme; ou la coupe en deux, et l'on place chacune des moitiés sur une des fentes de l'écran. Je suppose qu'on ait tourné ces deux moitiés de manière que les bords qui étaient contigus dans la lame avant sa division soient restés parallèles, les axes le seront aussi. Or, dans ce cas, on n'aperçoit qu'un seul groupe de franges, au milieu de l'espace éclairé,

comme avant la division de la lame. Mais, si l'on fait tourner l'une de ses moitiés dans son plan, en dérangeant ainsi le parallélisme de leurs axes, on fait naître deux autres groupes de franges plus faibles, situés l'un à droite et l'autre à gauche du groupe du milieu, et qui en sont complètement séparés, dans la lumière blanche, lorsque les lames de cristal de roche ou de sulfate de chaux dont on se sert ont seulement un millimètre d'épaisseur. Il est à remarquer que le nombre de largeur des franges comprises entre le milieu d'un de ces groupes et celui du groupe central est proportionnel à l'épaisseur des lames, pour des cristaux de même nature ou dont la double réfraction a la même énergie, comme le cristal de roche et le sulfate de chaux. A mesure que l'angle des deux axes augmente, ces nouveaux groupes de franges deviennent de plus en plus prononcés, et atteignent enfin leur maximum d'intensité quand les axes des deux lames sont perpendiculaires entre eux; alors le groupe central, qui s'était affaibli graduellement, a tout-à-fait disparu, et est remplacé par une lumière uniforme. Il faut en conclure que les rayons qui les produisaient par leur interférence ne sont plus capables de s'influencer mutuellement. Il est aisé de voir, d'après la position de ses franges, qu'elles résultaient de l'interférence des rayons qui ont subi le même mode de réfraction dans les deux lames, puisque, les ayant parcourues avec des vitesses égales, ils doivent arriver simultanément dans le milieu de l'espace éclairé, qui répond à des chemins égaux, si d'ailleurs les deux lames sont de même épaisseur, et restent toujours l'une et l'autre perpendiculaires aux rayons, comme nous le supposons ici. Ainsi, les franges du groupe central étaient formées par la superposition de celles qui résultaient: 1° de l'interférence des rayons ordinaires de la lame de gauche avec les rayons ordinaires de la lame de droite, 2° de l'interférence des rayons extraordinaires de la première lame avec les rayons extraordinaires de la seconde. Les deux groupes excentriques, au contraire, résultent de l'interfé-

rence des rayons qui ont subi des réfractions différentes dans les deux lames, et, comme ce sont les rayons ordinaires qui marchent le plus vite dans le cristal de roche ou le sulfate de chaux, on voit que, si l'on emploie une de ces deux espèces de cristaux, le groupe de gauche doit être formé par la réunion des rayons extraordinaires de la lame de gauche avec les rayons ordinaires de la lame de droite, et le groupe de droite par la réunion des rayons extraordinaires de la lame de droite avec les rayons ordinaires de la lame de gauche. Cela posé, il s'agit de déterminer maintenant le sens de polarisation de chacun des faisceaux qui interfèrent, pour en conclure quelles sont les directions relatives des plans de polarisation qui favorisent ou empêchent leur influence mutuelle. L'analogie indique que le mode de polarisation de la lumière doit être dans les lames minces le même que dans les cristaux assez épais pour la diviser en deux faisceaux distincts. Mais, comme cette hypothèse peut être l'objet d'une discussion, et contredit même une théorie ingénieuse d'un de nos plus célèbres physiciens, nous ne la présenterons pas d'abord comme un principe certain, et nous aurons recours à une expérience directe pour déterminer les plans de polarisation des rayons ordinaires et extraordinaires qui sortent de ces lames, auxquels nous avons supposé un ou deux millimètres d'épaisseur. Cette épaisseur suffit pour qu'on puisse tailler un de leurs bords en biseau, et obtenir par cette forme prismatique la séparation des rayons ordinaires et extraordinaires : alors on reconnaît qu'ils sont effectivement polarisés, les premiers suivant la section principale et les autres dans un sens perpendiculaire. Si l'on ne regardait pas encore cela comme une preuve suffisante que tel est aussi leur mode de polarisation au sortir de chaque lame quand ses deux surfaces sont parallèles, on en trouverait une nouvelle démonstration dans les faits que nous venons de décrire, en partant des principes établis par l'expérience de M. Arago, et qui sont d'ailleurs confirmés par celle dont nous allons bientôt parler. Si, au con-

traire, on ne met plus en question le sens de polarisation des rayons ordinaires et extraordinaires, l'expérience actuelle devient une seconde démonstration de ces principes. En effet, lorsque les axes des deux lames étaient parallèles, les rayons qui avaient éprouvé les mêmes réfractions dans ces deux cristaux se trouvaient polarisés suivant la même direction, et ceux de noms contraires suivant des directions rectangulaires : voilà pourquoi le groupe de franges du milieu, qui provient de l'interférence des rayons de même nom, était à son maximum d'intensité, et les deux autres, qui résultent de l'interférence des rayons de noms contraires, ne paraissaient pas encore. Mais, quand les axes des deux lames formaient entre eux un angle oblique, de 45° par exemple, les rayons de noms contraires et ceux de même nom pouvaient agir à la fois les uns sur les autres puisque leurs plans de polarisation n'étaient plus rectangulaires, et les trois groupes de franges étaient produits. Lorsqu'enfin les axes deviennent perpendiculaires entre eux, les rayons de même nom se trouvent polarisés suivant des directions rectangulaires, et le groupe central, auquel ils donnaient naissance s'évanouit, tandis que les rayons ordinaires de la lame de gauche sont alors polarisés parallèlement aux rayons extraordinaires de la lame de droite, ce qui fait que le groupe de droite qu'ils produisent atteint son maximum d'intensité. Il en est de même du groupe de gauche, résultant de l'interférence des rayons ordinaires de la lame de droite avec les rayons extraordinaires de la lame de gauche.

« Voici une troisième expérience qui confirme encore les conséquences que nous avons tirées de la première. Ayant fait polir un rhomboïde de spath calcaire sur deux faces opposées, dressées avec soin et bien parallèles, je le sciai perpendiculairement à ces faces, et j'obtins de cette manière 2 rhomboïdes d'égale épaisseur, et dans lesquels la marche des rayons ordinaires et extraordinaires devait être exactement pareille sous la même incidence. Je les plaçai l'un

devant l'autre, de manière que les rayons partis du point lumineux qui avaient traversé le premier rhomboïde parcourussent ensuite le second, en ayant soin que leurs faces fussent perpendiculaires à la direction des rayons incidents; de plus, la section principale du second rhomboïde était perpendiculaire à celle du premier, de sorte que les quatre faisceaux qu'ils produisent en général étaient réduits à deux; le faisceau ordinaire du premier rhomboïde était réfracté extraordinairement dans le second, et le faisçeau extraordinaire de celui-là était réfracté ordinairement dans celui-ci. Il résultait de cette disposition que les différences de marche provenant de la différence de vitesse des rayons ordinaires et extraordinaires se trouvaient compensées pour les 2 faisceaux sortants ; ils se croisaient d'ailleurs sous un angle très petit, et tel que les franges devaient avoir une largeur beaucoup plus que suffisante pour être aperçues, et cependant, quoique toutes les conditions nécessaires à la production des franges, pour les circonstances ordinaires, eussent été soigneusement observées je ne pus jamais parvenir à les faire paraître ; pendant que je les cherchais avec soin en tenant une loupe devant mon œil, je fesais varier lentement la direction d'un des rhomboïdes, en le déviant tantôt à droite tantôt à gauche, afin de compenser l'effet résultant de quelque différence d'épaisseur s'il s'en trouvait encore ; mais, malgré ce tâtonnement réitéré un grand nombre de fois, je n'aperçus point de franges, et cela ne doit plus surprendre, d'après ce que les autres expériences nous ont appris, puisque les deux faisceaux sortants se trouvaient polarisés à angle droit : ce qui prouvait bien, d'ailleurs, que l'absence des franges ne tenait point à la difficulté d'arriver par le tâtonnement à une compensation exacte, c'est que je parvenais aisément à les faire paraître en employant de la lumière qui avait été polarisée avant son entrée dans les rhomboïdes, et en lui faisant éprouver une nouvelle polarisation après sa sortie.

« Il est donc complètement démontré, par les expé-

riences que je viens de rapporter, que les rayons polarisés à angle droit ne peuvent exercer aucune influence sensible l'un sur l'autre, ou, en d'autres termes, que leur réunion produit toujours la même intensité de lumière, quelles que soient les différences de marche des deux systèmes d'ondes qui interfèrent.

« Un autre fait remarquable, c'est qu'une fois qu'ils ont été polarisés suivant des directions rectangulaires, il ne suffit plus qu'ils soient ramenés à un plan commun de polarisation pour qu'ils puissent donner des signes apparents de leur influence mutuelle. En effet, si dans l'expérience de M. Arago, ou dans celle que j'ai décrite ensuite, on fait passer les rayons sortis des 2 fentes, qui sont polarisés à angle droit, au travers d'une pile de glaces inclinées, on n'aperçoit pas de franges dans quelque direction qu'on tourne son plan d'incidence. Au lieu d'une pile, on peut employer un rhomboïde de spath calcaire : si l'on incline sa section principale de 45° sur les plans de polarisation des faisceaux incidents, de manière qu'elle divise en deux parties égales l'angle qu'ils font entre eux, chaque image contiendra la moitié de chaque faisceau; et ces 2 moitiés, ayant le même plan de polarisation dans la même image, devraient y produire des franges, s'il suffisait de ramener les rayons à un plan commun de polarisation pour rétablir les effets apparens de leur influence mutuelle. Mais, l'on ne peut jamais obtenir des franges par ce moyen, tant que les rayons n'ont pas été polarisés suivant un même plan avant d'être divisés en deux faisceaux polarisés à angle droit.

« Lorsque la lumière a éprouvé cette polarisation préalable, au contraire, l'interposition du rhomboïde fait reparaître les franges. La direction la plus avantageuse à donner au plan primitif de polarisation est celle qui divise en deux parties égales l'angle des plans rectangulaires suivant lesquels les deux faisceaux sont polarisés en second lieu, parce qu'alors la lumière incidente se partage également entre

eux. Supposons, pour fixer les idées, que le plan de la polarisation primitive soit horizontal : il faudra que les plans de la polarisation suivante, imprimée à chacun des deux faisceaux, soient inclinés de 45° sur le plan horizontal, l'un en dessus l'autre en dessous, de sorte qu'ils restent perpendiculaires entre eux. On peut obtenir cette polarisation rectangulaire, soit à l'aide des deux petites piles employées dans l'expérience de M. Arago, soit avec deux lames dont les axes sont disposés rectangulairement, soit enfin avec une seule lame cristallisée. Nous ne considérerons que ce dernier cas, les deux autres présentant des phénomènes absolument analogues.

« Pour diviser la lumière en deux faisceaux qui se croisent sous un petit angle et qui puissent ainsi faire naître des franges, l'appareil des deux miroirs est généralement préférable à l'écran percé de deux fentes, parce qu'il produit des franges plus brillantes ; il a d'ailleurs ici l'avantage de donner immédiatement aux deux faisceaux la polarisation préalable nécessaire à notre expérience : il suffit pour cela que les deux miroirs soient de verre non étamé, et inclinés de 35° environ sur les rayons incidens ; il faut avoir soin de les noircir par derrière pour détruire la seconde réflection. On place près d'eux, dans le trajet des rayons réfléchis et perpendiculairement à leur direction, une lame de sulfate de chaux ou de cristal de roche, parallèle à l'axe, d'un ou deux millimètres d'épaisseur, en inclinant sa section principale de 45° sur le plan de la polarisation primitive, que nous avons supposé horizontal. L'appareil étant ainsi disposé, on ne verra qu'un seul groupe de franges au travers de la lame, comme avant son interposition, et il occupera la même position. Mais, si l'on met devant la loupe une pile de glaces inclinées dans un sens horizontal ou vertical, on découvrira de chaque côté du groupe central un autre groupe de franges, qui en sera d'autant plus éloigné que la lame cristallisée sera plus épaisse. Remplace-t-on la pile de glaces par un rhomboïde de spath calcaire, dont la section principale est dirigée hori-

zontalement ou verticalement, l'on voit, dans chacune des deux images qu'il produit, les deux systèmes de franges additionnels que l'interposition de la pile de glaces avait fait naître; et il est à remarquer que ces deux images sont complémentaires l'une de l'autre, c'est-à-dire que les bandes obscures de l'une répondent aux bandes brillantes de l'autre.

« Nous voyons dans cette expérience une nouvelle confirmation des principes démontrés par les précédentes. Les rayons qui ont éprouvé des réfractions de noms contraires ne peuvent s'influencer, parce que, sortant de la même lame, dans le cas que nous considérons maintenant, ils se trouvent polarisés suivant des directions rectangulaires ; en conséquence, les groupes de droite et de gauche ne peuvent exister, à moins qu'on ne rétablisse l'influence mutuelle de ces rayons en les ramenant à un plan commun de polarisation ; c'est ce que fait l'interposition de la pile de glaces ou du rhomboïde. Les franges ainsi produites sont d'autant plus prononcées que les deux faisceaux de noms contraires qui concourent à leur formation sont plus égaux en intensité ; et voilà pourquoi la direction de la section principale du rhomboïde qui fait un angle de 45° avec l'axe de la lame est la plus favorable à l'apparition des franges. Quand la section principale du rhomboïde est parallèle ou perpendiculaire à celle de la lame, les rayons réfractés ordinairement par la lame passent en entier dans une image au lieu de se partager entre les deux, et tous les rayons extraordinaires passent dans l'autre image, en sorte qu'il ne peut plus y avoir interférence entre eux; et les groupes additionnels disparaissent : chaque image ne présente plus que les franges qui résultent de l'interférence des rayons de même nom, c'est-à-dire celles qui composent le groupe central.

« Ces deux groupes de franges additionnelles que présentait la lumière polarisée dans la première position du rhomboïde fournissent un des moyens les plus précis de mesurer double réfraction et d'en étudier la loi. En effet, leur

position excentrique tient à la différence de marche des rayons ordinaires et extraordinaires qui sont sortis de la lame ; et l'on peut juger du nombre d'ondulations dont les rayons extraordinaires du faisceau de droite sont restés en arrière des rayons ordinaires de gauche par le nombre de largeur de franges comprises entre le milieu du groupe de droite et celui du groupe central. On détermine encore mieux cette différence de marche, en mesurant l'intervalle compris entre les milieux des deux groupes extrêmes, qui est le double de leur distance au milieu du groupe central. C'est la lumière blanche qu'il est le plus commode d'employer dans ces sortes d'observations : d'abord, parce qu'elle est plus vive; et, en second lieu, parce qu'elle rend la bande centrale de chaque groupe plus facile à reconnaître. Comparant ensuite l'épaisseur de la lame à la différence de marche observée, on en conclut le rapport des vitesses des rayons ordinaires et extraordinaires. »

CHAPITRE III.

Couleurs de la lumière polarisée.

459. *Teintes colorées des lames parallèles à l'axe.* — Un faisceau de lumière blanche polarisée se colore des plus vives nuances toutes les fois qu'il traverse, *sous certaines conditions*, une lame de substance biréfringente taillée parallèlement à l'axe.

Pour étudier ces phénomènes de coloration qui sont si remarquables, nous emploierons de préférence l'appareil de M. Noremberg (*fig.* 308): la lumière des nuées ou celle d'une lampe est reçue sur la glace non étamée *g*, où elle se polarise; réfléchie vers le miroir *m* elle est renvoyée par celui-ci pour se propager en suivant l'axe de l'appareil après avoir traversé la première glace *g* elle-même. Ce faisceau polarisé est ensuite observé avec un analyseur quelconque, c'est-à-dire avec une seconde glace mobile *q*, ou avec un verre noir fixe *b* incliné sous l'angle de polarisation, ou avec l'analyseur *c* de M. Delezenne (qui ressemble au précédent, mais qui ramène le rayon dans l'axe par une réflection totale), ou enfin avec une pile de glaces *s*, une tourmaline *r*, ou un prisme biréfringent achromatisé *e*. Toutes ces pièces ont une monture qui s'adapte dans l'anneau *s*, où elles peuvent tourner, et chacune d'elles porte un repère qui marque sa position sur la circonférence divisée de cet anneau. En *t* se trouve un autre anneau pareillement divisé, sur lequel s'adapte la monture d'un verre parallèle *v*, qui peut s'incliner à volonté sur le rayon polarisé ou lui être perpendiculaire; c'est sur le support *v* que l'on dispose les lames que l'on veut soumettre à l'expérience : dans quelques cas, cependant, il est nécessaire de les mettre directement sur le miroir *m*.

Voici maintenant les phénomènes que l'on observe, en prenant pour analyseur le prisme biréfringent, et en mettant sur le support une lame de cristal de roche dont les deux faces soient parallèles entre elles et parallèles à l'axe, et dont l'épaisseur soit au dessous de 0,45 de millimètre.

1° La section principale du prisme étant fixée dans le plan primitif de polarisation, pendant que la lame tourne sur son support, en restant perpendiculaire au rayon polarisé, on ne voit qu'une seule image blanche dans quatre positions : image ordinaire quand la section principale de la lame coïncide avec celle du prisme, image extraordinaire quand elle lui devient perpendiculaire; dans toutes les autres positions, il y a deux images, toujours colorées des mêmes nuances et toujours exactement complémentaires, car elles donnent du blanc parfait dans la portion où elles se superposent (*figure* 324); ces deux images prennent à la fois leur plus vif éclat de coloration quand la section principale de la lame fait avec celle du prisme des angles de $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$ ou $\frac{7}{2}$ quadrans.

2° Si la section principale du prisme est perpendiculaire au plan primitif de polarisation, on observe des phénomènes analogues : seulement, l'image ordinaire prend la place de l'image extraordinaire, et *vice versâ*.

3° Quand la section principale du prisme n'est ni parallèle ni perpendiculaire au plan de polarisation primitive, on observe encore les mêmes phénomènes, savoir : une image nulle et l'autre blanche, quand les deux sections principales du prisme et de la lame sont parallèles ou perpendiculaires entre elles ; maximum d'éclat dans les couleurs, quand les sections font un angle mesuré par un nombre impair de demi-quadrans; et toujours les mêmes nuances, plus ou moins affaiblies, dans toutes les positions intermédiaires.

Les lames de cristal de roche, plus épaisses qu'un demi-millimètre environ, ne donnent plus que des teintes très affaiblies ; mais toutes les lames plus ou moins minces donnent

des nuances différentes, et qui sont, en général, d'autant plus vives que l'épaisseur est moindre. En étudiant les franges diffractées et les anneaux colorés, nous avons vu qu'il y a, pour chaque couleur simple, des franges ou des anneaux du premier ordre, du second ordre, etc., auxquels correspondent dans la lumière blanche des teintes composées différentes; ce qui donne des rouges de différens ordres, des orangés de différents ordres, etc. Or, en étudiant les teintes des lames cristallisées, de même substance et d'épaisseur variable, M. Biot a reconnu que ces mêmes périodes se reproduisent, c'est-à-dire, qu'en graduant convenablement les épaisseurs, on peut former une série de lames qui donnent, par exemple, la première, le rouge du premier ordre; la deuxième, le rouge du second ordre; la troisième, le rouge du troisième ordre, etc.; et, en comparant ces épaisseurs diverses, M. Biot s'est assuré qu'elles suivent la série des nombres naturels 1, 2, 3, 4, etc. Au moyen de cette loi simple et remarquable, il suffit donc de connaître à quelle épaisseur absolue se forme, dans une substance cristalline, une teinte bien définie, pour assigner quelle teinte sera produite par une autre épaisseur quelconque, ou quelle épaisseur il faudrait pour produire telle autre teinte donnée.

Les cristaux à un axe peuvent à cet égard offrir de très-grandes différences, car, M. Biot trouve, par exemple, qu'une lame de chaux carbonatée parallèle à l'axe devrait être 18 fois plus mince qu'une lame de cristal de roche, aussi parallèle à l'axe, pour donner la même teinte. C'est pourquoi il est à peu près impossible d'étudier ces phénomènes dans la chaux carbonatée.

460. *Théorie de Fresnel sur les couleurs des lames cristallisées.* Soit pp' le plan primitif de polarisation du faisceau incident (*fig.* 309), ll' la section principale de la lame cristallisée qu'il traverse, a l'angle pcl, mm' une perpendiculaire à ll', rr' la section principale du prisme biréfringent, b l'angle rcp, et dd' une perpendiculaire à rr'.

Essayons de déterminer et les images qui seront produites, et leur intensité relative, et l'action mutuelle que les faisceaux ordinaires et extraordinaires exerceront les uns sur les autres.

Représentons par 1 l'intensité du rayon polarisé à l'instant où il tombe sur la lame cristallisée.

En traversant la lame, le faisceau se décompose en deux autres, l'un ordinaire et l'autre extraordinaire, qui ont pour intensité,

le premier. . . $\cos.^2 a = f_o$ polarisé suivant $c\,l$;

le second.. . . $\sin.^2 a = f_e$ polarisé suivant $c\,m'$;

mais la lame est beaucoup trop mince pour qu'il y ait entre eux une séparation sensible.

En traversant le rhomboïde, chacun de ces faisceaux élémentaires se décompose encore en deux autres :

$$\cos.^2 a \text{ donne } \begin{cases} \cos.^2 a \cos^2.(a-b) = f_{o+o'} \text{ polarisé suivant } c\,r \\ \cos.^2 a \sin.^2 (a-b) = f_{o+e'} \text{ polarisé suivant } c\,b \end{cases}$$

$$\sin.^2 a \text{ donne } \begin{cases} \sin.^2 a \sin.^2 (a-b) = f_{e+o'} \text{ polarisé suivant } c\,r \\ \sin.^2 a \cos.^2 (a-b) = f_{e+'o} \text{ polarisé suivant } c\,b' \end{cases}$$

Les deux portions polarisées suivant $c\,r$ prennent la même direction pour arriver à l'œil, et composent l'image ordinaire; il en est de même des deux portions polarisées suivant $c\,b$ et $c\,b'$, qui composent l'image extraordinaire. Il en résulte donc les éléments suivants :

$$\text{pour l'image ordinaire} \begin{cases} \cos.^2 a \cos.^2 (a-b) = f_{o+o'} \\ \sin.^2 a \sin.^2 (a-b) = f_{e+o'} \end{cases}$$

$$\text{pour l'image extraord.} \begin{cases} \cos^2.\, a \sin.^2 (a-b) = f_{o+e'} \\ \sin.^2 a \cos.^2 (a-b) = f_{e+e'} \end{cases}$$

On croirait d'abord que les élémens de chacune de ces images doivent simplement s'ajouter entre eux pour composer, en définitive, soit l'image ordinaire, soit l'image extraordinaire : mais, il faut prendre garde que les deux élémens

de chaque image n'ont pas la même vitesse. En effet dans l'image ordinaire, par exemple, le faisceau $f_o + {}_o'$, a subi la réfraction ordinaire dans la lame et dans le rhomboïde, tandis que le faisceau $f_e + {}_o'$ a subi la réfraction extraordinaire dans la lame et la réfraction ordinaire dans le rhomboïde. Les vitesses ordinaire et extraordinaire étant différentes, il en résulte donc une avance ou un retard de l'un des faisceaux élémentaires sur l'autre, et par conséquent une concordance ou une discordance de vibrations qui peuvent être plus ou moins complètes, comme si ces faisceaux avaient en réalité parcouru des chemins plus ou moins inégaux.

Soit e le chemin parcouru par le 1er faisceau $f\,o + o'$, soit e' le chemin parcouru par le 2e faisceau $f\,e + o'$;

$e—e'$ sera la différence des chemins parcourus; et, dans ce cas, Fresnel démontre (*Ann. de Phys. et de Chim.*, t. 2, p. 258) que l'intensité totale, au lieu d'être représentée par la somme des faisceaux composans ou par la somme des carrés de leur vitesse, se trouve représentée par cette somme, *plus le double produit de ces vitesses multiplié par* $\cos. 2\pi\frac{c}{d}$:

π est la demi-circonférence dont le rayon est 1,
c est la différence des chemins parcourus, qui est ici $e—e'$,
d est la longueur d'une ondulation pour l'espèce de lumière que l'on considère.

Il est facile de voir, d'après cela, que l'intensité devient enfin pour l'image ordinaire :

$$\cos.^2 b—\sin. 2\,a.\ \sin. 2\,(a—b).\ \sin.^2 \pi.\ \left(\frac{e—e'}{d}\right).$$

L'intensité de l'image extraordinaire se trouve par les mêmes principes : seulement, Fresnel a démontré qu'à la différence des chemins parcourus par les deux faisceaux composans *il faut ajouter une demi-ondulation* quand *leurs plans de polarisation continuent à s'éloigner l'un de l'autre (considérés d'un seul côté de leur commune intersection) jus-*

qu'à ce qu'ils se soient placés sur le prolongement l'un de l'autre. Or les deux faisceaux $fo+e'$ et $fe+e'$ qui constituent l'image extraordinaire, sont polarisés, l'un suivant cb, l'autre suivant cb', prolongement de cb; il faut donc, à la différence $e-e'$ des chemins qu'ils ont parcourus dans la lame, ajouter une demi-ondulation, qui se trouve encore perdue par le renversement du plan de polarisation. Par conséquent, à la somme des intensités, ou à la somme des carrés des vitesses, il faut ajouter le produit de ces vitesses multiplié par

$$\cos. 2\pi\left(\frac{e-e'}{d}+\frac{1}{2}\right)=-\cos. 2\pi\left(\frac{e-e'}{d}\right);$$

ce qui donne, pour l'intensité de l'image extraordinaire,

$$\cos.^2 a \sin.^2 (a-b)+\sin.^2 a \cos.^2 (a-b)$$

$$-2\cos. a \sin. (a-b). \sin. a \cos. (a-b). \cos 2\pi\left(\frac{e-e'}{d}\right),$$

ou,

$$(\sin. a \cos. (a-b)-\sin (a-b) \cos. a)^2$$
$$+2. \sin. a \cos. (a-b) \sin. (a-b) \cos. a$$

$$-2\cos. a \sin. (a-b) \sin. a \cos. (a-b) \cos. 2\pi\left(\frac{e-e'}{d}\right).$$

ou enfin,

$$\sin.^2 b+\sin. 2a \sin. 2(a-b) \sin.^2 \pi\left(\frac{e-e'}{d}\right).$$

Telles sont, dit Fresnel, les formules générales qui donnent l'intensité de chaque espèce de lumière homogène dans les images ordinaire et extraordinaire en fonctions de la longueur d'ondulation et de la différence des chemins parcourus $e-e'$ par les rayons qui ont traversé la lame cristallisé. Connaissant son épaisseur et les vitesses des rayons ordinaires et des rayons extraordinaires dans le cristal, il sera facile de déterminer $e-e'$. Dans le cristal de roche et dans la plupart des cristaux doués de la double réfraction, $e-e'$ n'éprouve que de très légères variations en raison de la différence de nature des rayons lumineux; en sorte qu'on peut

le regarder comme une quantité constante pour tous les cristaux où la *dispersion de double réfraction* est très petite relativement à la double réfraction. Si, après avoir calculé la différence de marche $e-e'$, on la divise successivement par la longueur moyenne d'ondulation de chacune des sept principales espèces de rayons colorés, et si l'on substitue successivement ces différens quotiens dans les expressions ci-dessus, on aura les intensités de chaque espèce de rayons colorés dans les images ordinaire et extraordinaire, et l'on pourra déterminer alors les teintes de ces images par la formule empirique que Newton a donnée pour trouver la couleur résultant d'un mélange quelconque de rayons divers dont on connaît les intensités relatives. C'est pourquoi l'on doit considérer les formules générales qui donnent l'intensité de chaque espèce de lumière homogène en fonction de sa longueur d'ondulation comme l'expression même de la teinte produite par la lumière blanche.

Revenons maintenant aux formules générales, pour les discuter dans quelques cas particuliers.

Image ordinaire :

$$\cos.^2 b - \sin.2\, a \sin.\, 2\,(a-b) \sin.^2 \pi \left(\frac{e-e'}{d}\right);$$

image extraordinaire :

$$\sin.^2 b + \sin.\, 2\, a \sin.2\,(a-b) \sin.^2 \pi \left(\frac{e-e'}{d}\right).$$

1° La somme des intensités des deux faisceaux reproduit l'intensité primitive qui a été prise pour unité.

2° Sous l'incidence perpendiculaire, que nous considérerons ici, la différence des chemins parcourus est, dans tous les cristaux, proportionnelle à l'épaisseur, et, dans chaque cristal, elle dépend en outre de la différence des vitesses du rayon ordinaire et du rayon extraordinaire, ou des indices de réfraction correspondant à ces deux espèces de rayons. Dans un cristal où les indices seraient presque égaux, il fau-

drait une grande épaisseur pour obtenir, par exemple, le rouge du premier ordre, tandis que, pour obtenir la même nuance, il ne faudrait qu'une épaisseur très petite si les indices ordinaire et extraordinaire étaient fort différens.

3° Quand la différence des chemins parcourus est égale à un très grand nombre d'ondulations, les images sont blanches, comme dans la théorie des lames minces et par la même raison. Ces cas exceptés, les images peuvent encore être blanches pour d'autres raisons que nous allons examiner.

4° La condition nécessaire pour qu'il n'y ait pas de couleur dans les images est évidemment que le terme qui varie avec la longueur des ondulations soit nul, puisque alors les rayons de toutes les couleurs auront des intensités égales et produiront du blanc. La condition de la blancheur des images est donc exprimée par

$$\sin. 2\,a \sin. 2\,(a-b)=0\,;$$

et elle ne peut être remplie que par

$$a=0,\ a=1^{q},\ a=2^{q},\ a=3^{q},$$

ou par

$$b=a,\ b=1^{q}+a,\ b=2^{q}+a,\ b=3^{q}+a.$$

Ainsi, les images sont toujours blanches : premièrement, quand la section principale de la lame est parallèle ou perpendiculaire au plan primitif de polarisation ; secondement, quand la section principale de la lame est parallèle ou perpendiculaire à la section principale du rhomboïde. C'est ce qu'il était facile de voir *à priori*, puisque, dans le premier cas, le faisceau n'éprouve qu'une seule réfraction en traversant la lame, et que, dans le second cas, il n'éprouve qu'une seule réfraction en traversant le rhomboïde.

5° La condition nécessaire pour que les images soient colorées des plus vives nuances est évidemment que le terme qui varie avec les longueurs d'ondulation atteigne son *maxi-*

mum; et cela arrive quand son coefficient est égal à l'unité, ou quand on a :

$$\sin. 2\, a \sin. 2\, (a-b)=1.$$

Cette condition est remplie par

$$a=45^\circ,\ et\ b=0^\circ;$$

ce qui donne :

image ordinaire, $\cos.^2 \pi\left(\frac{e-e'}{d.}\right)$,

image extraordinaire, $\sin.^2 \pi\left(\frac{e-e'}{d.}\right)$.

Ainsi, les plus vives couleurs s'observent quand l'axe de la lame fait un angle de 45° avec le plan primitif de polarisation, et quand en même temps la section principale du rhomboïde est parallèle à ce plan. C'est, en effet, ce qui est confirmé par l'expérience.

6° Le *plan définitif* de polarisation peut être aisément déterminé d'une manière générale dans l'une et l'autre image.

Si la différence des chemins parcourus est égale à 0° ou à un nombre pair de demi-ondulations, on a :

$$e-e'=\frac{2nd}{2},\ \text{ou}\ \frac{e-e'}{d}=n.$$

n pouvant recevoir toutes les valeurs entières, 0, 1, 2, etc., on a :

$$\sin.^2 \pi\left(\frac{e-e'}{d}\right)=\sin.^2 n\,\pi=o.$$

Ainsi, pour $b=0$, l'image extraordinaire s'évanouit, tandis que l'image ordinaire devient égale à 1, et celle-ci est alors à son émergence polarisée complètement dans le plan primitif de polarisation.

Si la différence des chemins parcourus est égale à un nombre impair de demi-ondulations, on a :

$$e+e'=(2\,n+1)\,\frac{d}{2},$$

ou
$$\frac{e-e'}{d}=\left(\frac{2n+1}{2}\right),$$

et
$$\sin.^2\pi\left(\frac{e-e'}{d}\right)=\sin.^2\pi\left(\frac{2n+1}{2}\right)=1.$$

Ainsi, pour $b=2a$, l'image extraordinaire disparaît encore, tandis que l'image ordinaire devient égale à 1 ; et celle-ci se trouve alors à son émergence, complètement polarisée dans l'azimuth $2a$ ou dans la section principale du rhomboïde.

Si la différence des chemins parcourus n'est ni un nombre pair ni un nombre impair de demi-ondulations, il n'y a plus d'images qui puisse disparaître, et les faisceaux émergens sont alors polarisés dans différens sens.

Tous les résultats des formules sont en effet conformes à l'expérience.

Ces notions sont suffisantes pour faire comprendre les principes à la fois simples et féconds sur lesquels Fresnel a fondé sa belle théorie des couleurs des lames cristallisées. Nous n'entreprendrons pas d'appliquer ces mêmes principes aux cas beaucoup plus compliqués que nous devons encore examiner; mais il est important de décrire la véritable cause de ces phénomènes, et de faire voir que l'inégale vitesse des rayons ordinaire et extraordinaire détermine des avances ou des retards entre les diverses ondulations, et par conséquent des interférences qui développent les couleurs.

C'est pour plus de simplicité que nous avons supposé le cristal à un axe, car, dans les cristaux à deux axes, les phénomènes se passent de la même manière : seulement, la ligne ll' (*fig.* 309) doit être alors l'*axe principal*, c'est-à-dire la ligne qui partage en deux parties égales l'angle aigu des deux axes; et la ligne mm' doit être l'*axe secondaire*, ou la ligne qui partage leur angle obtus. La ligne perpendiculaire à l'axe principal et à l'axe secondaire se nomme aussi l'*axe tertiaire;* nous aurons à en tenir compte un peu plus loin. Nous ajou-

terons seulement ici que la chaux sulfatée, qui a ses deux axes dans le plan des lames, qui se divise si facilement en minces feuillets et donne d'éclatantes couleurs, est l'un des cristaux les plus commodes pour étudier les phénomènes dont il s'agit.

Nous ajouterons que pour observer ces phénomènes avec la lumière solaire, en projetant les images sur un tableau, il suffit d'adapter au volet de la chambre noire, l'appareil représenté dans la figure 312, qui ressemble au microscope solaire, car, il se compose comme lui d'une glace réfléchissante *a*, d'une lentille *b*, de 22 centimètres de foyer, et aussi quelquefois d'une troisième lentille *c*, d'un foyer beaucoup plus court. La lumière est en général suffisamment polarisée par la réflexion sur la glace *a*; la lame montée sur un diaphragme la reçoit avant son incidence sur la lentille *b*, et la lentille *c*, mise à une distance à peu près égale à la somme des distances focales principales de *b* et de *c*, projette l'image sur un tableau; il suffit alors de mettre en *d* un prisme biréfringent et de le tourner convenablement pour observer sur le tableau tous les phénomènes que nous avons décrits.

461. *Anneaux colorés dans les cristaux à un axe.* — Lorsqu'on place entre deux tourmalines une plaque de spath d'Islande, perpendiculaire à l'axe, ayant de 1 à 20 ou 30 millimètres d'épaisseur, et qu'on la regarde contre le ciel en plaçant l'œil derrière la seconde tourmaline, on observe brillans les phénomènes représentés dans les figures 325, 326 et 327 : si les tourmalines sont croisées, on voit la croix noire (*fig.* 325) et une belle série d'anneaux vivement colorés; si les tourmalines sont parallèles, on voit la croix blanche (*fig.* 327) et des anneaux complémentaires des précédens; enfin, si les tourmalines sont seulement obliques, on voit (*fig.* 326) la croix noire qui s'altère, les anneaux qui se déplacent, et le renversement qui s'accomplit peu à peu pour passer de la figure 325 à la figure 327 ou *vice versâ*, suivant que l'on passe du croisement au parallélisme, ou du paral-

lélisme au croisement. Quant à la position de la plaque elle-même, elle est tout-à-fait indifférente : sa rotation ne modifie en aucune sorte les phénomènes, à moins qu'elle n'offre des points d'une cristallisation irrégulière.

Lorsqu'on éclaire les tourmalines avec les diverses couleurs du spectre, ou lorsqu'on place devant l'œil des verres qui ne laissent passer que le rouge, le bleu, le vert ou le violet, toutes les autres couleurs disparaissent, comme on devait s'y attendre, et l'on n'aperçoit plus alors qu'une série d'anneaux alternativement noirs et colorés de la lumière simple incidente, puis une croix noire dans le cas du croisement des tourmalines et une croix colorée de la même manière dans leur parallélisme. Les diamètres des anneaux croissent avec la réfrangibilité de la lumière qui les produit. La grandeur absolue des anneaux diminue à mesure que la plaque augmente d'épaisseur ; ils finissent par disparaître quand la plaque est trop épaisse : cependant, quand on cesse de les apercevoir à la lumière blanche, on peut encore les découvrir à la lampe monochromatique, c'est-à-dire à la flamme jaune-paille de l'alcool salé ; seulement, ils sont alors petits et très serrés.

On observe des phénomènes analogues dans tous les cristaux à un axe, comme le cristal de roche, la tourmaline, le zircon, le nitrate de soude, le mica, l'hypo-sulfate de chaux, l'apophyllite, etc., etc. ; cependant, nous devons remarquer que le spath d'Islande est peut-être, de tous les cristaux, celui qui donne les apparences les plus régulières et les plus simples. Dans le cristal de roche par exemple (*fig.* 328), la croix disparaît par l'effet de la *polarisation circulaire*, dont nous parlerons plus loin ; dans d'autres cristaux à un axe, comme l'apophyllite, l'arrangement des couleurs est altéré, parce qu'il arrive sans doute que l'axe optique des différentes couleurs n'est pas rigoureusement dans la même direction.

Dans les cas plus simples, le phénomène des anneaux se rattache assez facilement à la théorie précédente de Fres-

nel : mais, lorsqu'il s'agit de discuter le cas général, les calculs se compliquent beaucoup trop pour qu'il nous soit permis de les exposer ici ; d'ailleurs, on n'a pas fait assez d'expériences sur les mesures exactes des anneaux dans les différentes couleurs pour vérifier la théorie dans toutes les applications. Nous devons donc nous borner à indiquer d'une manière générale l'action qui se développe dans les cristaux perpendiculaires à l'axe et qui donnent ainsi naissance aux couleurs.

Soit *pp'* (*fig.* 310) la plaque perpendiculaire à l'axe, et *o* la position de l'œil. La partie du faisceau incident qui devient visible forme une espèce de cône lumineux *b o b'* dont le sommet *o* est dans l'œil, dont la base circulaire a un diamètre *bb'* variable avec la distance, et dont l'axe *co* coïncide avec l'axe du cristal. Les divers rayons de ce cône éprouvent des effets bien différens : ceux qui avoisinent l'axe *co* traversent la plaque sans se dévier, et ceux qui se trouvent près des bords *a b o* la traversent obliquement, et sont par conséquent soumis aux deux réfractions ordinaire et extraordinaire ; mais ces deux réfractions s'accomplissent toujours dans le même plan, parce que toute section perpendiculaire passant par *c o* est une *section principale;* de plus, les divers rayons, également éloignés de l'axe ou répartis sur une même circonférence, éprouvent des modifications bien différentes dans leurs plans de polarisation ; car, si l'on représente par *d b d'b'* (*fig.* 311) la coupe du faisceau au moment où il sort de la plaque cristallisée, et par *b b'* le plan primitif de polarisation, il est évident : 1° que les rayons *b* et *b'* restent polarisés dans le plan primitif, puisque leur plan de polarisation coïncide avec la section principale *b b'*, qu'ils traversent ; 2° que les rayons *d* et *d'* restent pareillement polarisés dans leur plan primitif, parce que leur plan de polarisation est perpendiculaire à la section *dd'*, qu'ils traversent ; 3° que les rayons tels que *f'* se séparent en deux autres : l'un ordinaire, polarisé suivant *f'h;* l'autre extraordinaire, polarisé suivant *f'k*. Or, ces derniers rayons en

se séparant ainsi, prennent nécessairement des vitesses différentes : l'ordinaire prend de l'avance sur l'extraordinaire, ou *vice versâ*, suivant que le cristal est positif ou négatif; et, en s'éloignant progressivement de l'axe *c*, on voit que cette avance devient successivement égale à un nombre pair ou à un nombre impair de demi-ondulations. Maintenant, lorsqu'on va regarder avec la tourmaline un faisceau modifié de la sorte, il est facile de voir qu'il en doit résulter des anneaux et une croix noire ou une croix blanche, suivant que la section principale de la tourmaline est parallèle ou perpendiculaire au plan primitif *b b'* de polarisation. Pour déterminer d'avance l'ordre des teintes et la grandeur absolue des anneaux, il suffirait de connaître la position de l'œil, l'épaisseur de la plaque, et les vitesses ordinaire et extraordinaire correspondant à chaque espèce de lumière simple.

Ces indications suffisent pour faire comprendre la cause du phénomène et les conditions principales sous lesquelles il s'accomplit.

On voit maintenant combien il est facile de varier les expériences, soit avec la lumière ordinaire en recevant les anneaux dans l'œil, soit avec la lumière solaire en les projetant sur un tableau. Dans le premier cas, s'il ne s'agit pas de prendre des mesures, on emploie la pince à tourmaline (*fig.* 313); s'il s'agit de prendre des mesures, on peut employer avec avantage l'appareil de M. Soleil fils (*fig.* 315). La lumière polarisée par la glace *a* est concentrée par une lentille *b* sur la lame *l*; deux autres lentilles *c* et *d* servent d'oculaire, et on regarde avec la tourmaline *t*; les trois lentilles *b*, *c* et *d*, ont la même distance focale de trois centimètres; l'intervalle des deux dernières est un peu moindre que la somme de leurs distances focales, et la lame est à la fois au foyer de *b* et de *c*. Ainsi, *d* est une loupe avec laquelle on regarde l'image réelle des anneaux, formée au foyer de *c* : un micromètre, convenablement placé entre les deux dernières lentilles, peut donner des mesures assez

exactes. La pince *p*, qui porte le cristal, a un mouvement de rotation sur un cercle divisé qui sert à mesurer l'angle des axes dans les cristaux à deux axes, comme nous le verrons bientôt.

Pour faire ces expériences au moyen de la lumière solaire, on emploie l'appareil de la figure 312 : la lame soumise à l'expérience et la tourmaline qui doit redresser les plans de polarisation se placent alors, l'une et l'autre, près du foyer commun des lentilles *b* et *c*, et les anneaux vont se projeter, comme les images du microscope solaire, sur un tableau convenablement disposé.

462. *Anneaux colorés dans les cristaux à deux axes.* — Lorsque, entre les deux tourmalines, on met une lame de nitrate de potasse, taillée perpendiculairement à l'axe de cristallisation, l'on observe les phénomènes représentés dans les figures 330 *a*, *b*, *c* : on obtient la figure 330 *a* quand les axes des tourmalines sont croisés, le cristal ayant lui-même une position convenable ; puis, en tournant peu à peu le cristal sans déranger les tourmalines, on obtient successivement la figure *b*, pour arriver enfin à la figure *c* quand le cristal a décrit un arc de 45°, et à la figure *a* horizontale quand il a fait un quadrant.

M. Herschell, qui a étudié ces phénomènes avec autant de sagacité que de précision, a fait voir que, dans les cristaux à deux axes, les couleurs sont distribuées sur des *lemniscates*, c'est-à-dire sur des courbes à deux centres (*fig.* 314), jouissant de cette propriété que, pour chacune, le produit des rayons vecteurs *cm* et *c'm* est constant et égal au produit de la demi-distance des centres par un coefficient connu qui varie d'une courbe à l'autre.

Ici, le double système d'anneaux est évidemment produit par les deux axes du cristal, et le centre de chaque système indique le prolongement de l'axe, autour duquel il se produit.

En faisant l'expérience à la lampe monochromatique, on

peut compter beaucoup plus de courbes autour de chaque centre.

L'appareil de la figure 315 peut servir à trouver l'angle des deux axes : il suffit pour cela de mettre un fil croisé au foyer de la lentille *d*, de disposer le cristal pour que les deux centres des anneaux soient dans un plan vertical, et de faire tourner la pince pour amener successivement chaque centre sur la croix des fils; l'arc décrit par la pince est l'angle des axes.

Le carbonate de plomb donne à peu près les mêmes apparences que le nitrate de potasse : ses lemniscates et ses couleurs sont représentées dans la figure 331 ; l'angle de ses axes est de 17° 30′. Lorsque l'angle des axes est plus grand que 20 ou 25°, on ne peut plus voir simultanément les deux systèmes d'anneaux dans le champ de l'instrument, ni même dans la pince à tourmaline ; le système unique, qui est visible, se présente alors sous la forme dessinée dans la figure 329 ; la barre noire tourne en sens inverse du cristal et décrit 90° pendant qu'il en décrit 90, en sorte qu'un quart de révolution suffit pour la faire passer de la position horizontale à la position verticale, et *vice versâ*, ou plutôt du plan qui contient à la fois le plan de polarisation et l'axe de la tourmaline dans le plan qui lui est perpendiculaire. Dans l'une ou dans l'autre de ces positions, le second centre se trouve sur la barre noire, et c'est là qu'il faut le chercher en faisant tourner la pince; mais, comme celle-ci ne tourne que autour d'un axe horizontal, il faut toujours mettre la barre verticale pour déterminer l'angle des axes.

On peut aussi, au moyen du même appareil, constater que, dans presque tous les cristaux à deux axes, les diverses couleurs simples ont des axes différens : dans le carbonate de plomb, par exemple, les systèmes d'axes de toutes les couleurs sont dans le même plan, et leur angle décroît depuis le rouge jusqu'au violet; dans le nitrate de potasse, au contraire, les axes contenus encore dans le même plan, font entre eux des angles qui croissent avec la réfrangibilité ; enfin

dans certains cristaux, comme le borax, les systèmes d'axes des diverses couleurs sont dans des plans différens. On comprend que ces propriétés singulières des différens cristaux doivent apporter des modifications considérables dans l'arrangement des couleurs, et une trop grande complication dans l'analyse théorique de tous ces phénomènes, pour qu'il soit possible de l'aborder ici.

Les brillantes couleurs qui se développent comme nous venons de le dire dans les cristaux à deux axes peuvent s'obtenir aussi avec la lumière solaire, comme nous l'avons indiqué tout-à-l'heure pour les cristaux à un axe.

463. *Franges hyperboliques ou parallèles produites par les cristaux.*—Lorsqu'on présente à un rayon polarisé une lame de cristal de roche dont l'une des faces soit parallèle à l'axe et l'autre peu inclinée, de manière à faire un prisme très allongé, on observe à l'œil nu des bandes rouges et vertes, pourvu que l'on regarde d'un peu loin et que l'épaisseur du prisme près de son sommet ne dépasse pas un tiers ou la moitié d'un millimètre. Ces bandes parallèles sont plus vives quand on les regarde avec la tourmaline, et il est facile de reconnaître qu'elles atteignent leur maximum d'éclat quand la section principale du prisme fait avec le plan de polarisation un angle voisin de 45°. Ce phénomène rentre dans ceux que nous avons déjà décrits et dont nous avons aussi indiqué la théorie.

M. Delezenne, qui a fait sur ce sujet un grand nombre d'observations très intéressantes (*Société des Sciences de Lille*), a constaté que tous les cristaux à un axe, taillés en lames à faces parallèles à l'axe et d'une épaisseur convenable, donnent, dans les mêmes circonstances, non plus des bandes parallèles, mais quatre systèmes de bandes hyperboliques très bien caractérisées lorsqu'on les observe à la flamme de l'alcool salé, bien qu'on ne puisse rien observer de perceptible à la lumière blanche o dinaire.

Lorsqu'au lieu de soumettre à l'expérience un seul cristal,

on prend, par exemple, des lames de cristal de roche épaisses de sept ou huit millimètres légèrement prismatiques, parallèles à l'axe et posées l'une sur l'autre de manière que les axes soient *croisés* (*fig.* 316), on observe aussi quatre systèmes de bandes hyperboliques parfaitement régulières (*fig.* 332); mais pour cela il faut, après avoir mis les deux prismes dans la pince à tourmaline, approcher l'œil très près, car, aussitôt que l'on regarde à une distance un peu grande, les hyperboles dégénèrent en bandes parallèles (*fig.* 333).

Les lames obliques à l'axe présentent aussi par leur croisement des bandes analogues: ainsi, quand on a travaillé une lame de cristal de roche de quatre ou cinq millimètres d'épaisseur, de manière que ses faces soient bien parallèles entre elles, et parallèles à l'une des faces de la pyramide qui termine ordinairement les cristaux naturels, et qu'ensuite on coupe cette lame pour en superposer les deux moitiés en croisant la ligne de section, le système qui en résulte donne aussi, dans la pince à tourmaline, des bandes parallèles très vives. Si ces bandes sont dans le plan de polarisation de la lumière qui a traversé la première tourmaline, elles présentent au milieu une bande noire entre deux blanches et se colorent ensuite de chaque côté (*fig.* 333 *a*) : c'est le contraire quand elles sont perpendiculaires au plan primitif de polarisation, car on observe alors une bande blanche entre des noires, et toutes les couleurs précédentes renversées (*fig.* 333 *b*).

C'est sur ce phénomène qu'est fondé le polariscope de M. Savart : cet appareil, qui est extrêmement sensible pour découvrir les moindres traces de lumière polarisée, se compose des deux quartz obliques et croisés dont nous venons de parler, sur lesquels on ajuste une tourmaline, dont l'axe divise en deux parties égales l'angle des sections principales des deux quarz. En plaçant la tourmaline devant l'œil, et en regardant au travers de ce système, on distingue des bandes dès que la lumière incidente contient quelques portions polarisées. Il suffit alors de voir la direction de la bande, lors-

qu'elle est le mieux marquée, pour avoir la direction du plan de polarisation. J'ai remarqué qu'une peau de baudruche, *translucide*, mise devant les quartz, rend les bandes beaucoup plus apparentes.

Cet appareil est très commode pour observer la polarisation de la lumière atmosphérique.

Les lames taillées perpendiculairement à l'axe donnent aussi des franges analogues lorsque elles sont disposées, comme dans l'appareil de la figure 323, pour être inclinées à volonté sur le rayon polarisé.

464. *Polarisation circulaire.* — Fresnel a donné le nom de polarisation circulaire à un phénomène qui avait été observé d'abord par M. Arago, dans des plaques de cristal de roche taillées perpendiculairement à l'axe, et qui plus tard étudié par M. Biot, a reçu de lui une extension des plus importantes pour la science.

Le phénomène dont il s'agit peut s'observer de la manière suivante :

Sur le support *v* de l'appareil décrit (*figure* 308), on pose une plaque de cristal de roche perpendiculaire à l'axe, ayant une épaisseur comprise entre 1 et 20 ou 30 millimètres, et l'on observe, avec le prisme biréfringent, le rayon polarisé qui la traverse. On observe alors deux images vivement colorées et de couleurs complémentaires (*figure* 324), puis, en faisant tourner le prisme, les couleurs changent en marchant vers l'une ou l'autre extrémité du spectre, sans cesser d'être complémentaires. Si la plaque donne le vert, par exemple, quand la section principale du prisme est dans le plan primitif de la polarisation, on la verra passer du vert au bleu, à l'indigo, etc., en tournant le prisme vers la droite (*fig.* 334) : tandis que, pour une autre plaque verte, il faudra au contraire tourner le prisme vers la gauche pour obtenir les mêmes résultats.

Si, au lieu d'agir avec la lumière blanche on agit avec la lumière homogène, on reconnaît, au moyen du prisme ana-

lyseur ou au moyen d'une tourmaline, qu'après avoir traversé la plaque le rayon est encore polarisé; mais son plan de polarisation est déplacé, il a tourné d'un certain nombre de degrés vers la droite ou vers la gauche. Ainsi, sous l'incidence perpendiculaire, le cristal de roche perpendiculaire à l'axe a la propriété de faire tourner le plan de polarisation ; certains échantillons le faisant tourner à droite, et d'autres le faisant tourner à gauche.

Cette même propriété se manifeste aussi avec la lumière solaire blanche ou homogène : pour le démontrer, il suffit d'exposer les plaques en avant de la première lentille dans l'appareil décrit (*page* 395, *fig.* 312).

En étudiant ces phénomènes, M. Biot a été conduit aux lois suivantes :

1° Pour toutes les plaques tirées d'un même cristal, la rotation du plan de polarisation est proportionnelle à l'épaisseur;

2° Soit qu'un cristal tourne à droite ou à gauche, la même épaisseur donne à peu près la même rotation;

3° Dans les diverses couleurs, la rotation augmente avec la réfrangibilité; pour une plaque de un millimètre, les angles de rotation sont les suivans :

Rouge extrême....	17°	30′	Limite du bleu....	30°	3′
Limite de l'orangé..	20°	29′	— de l'indigo.	34°	34′
— du jaune....	22°	19′	— du violet...	37°	52′
— du vert.....	25°	40′	Violet extrême.....	44°	5′

Ainsi, quand on va regarder le faisceau à l'œil nu, il paraît blanc ; mais, dès qu'on vient le regarder avec un analyseur quelconque, les plans de polarisation des diverses lumières simples étant très différens, il faut bien qu'elles se partagent inégalement entre les deux images, et que ces images offrent par conséquent des couleurs vives et exactement complémentaires (*fig.* 334).

M. Herschell a remarqué que, dans la variété de quartz appelée *plagièdre*, le sens de l'inclinaison des facettes détermine le sens de la rotation.

M. Brewster a remarqué aussi que dans certains échantillons d'améthistes il y a des plages qui font tourner à droite, et d'autres à gauche; ce qui donne une complication de couleurs assez singulière.

465. *Notions théoriques.* — Avant d'aller plus loin, nous devons essayer de donner une idée de la cause que Fresnel assigne à ces phénomènes.

Fresnel suppose que les vibrations lumineuses s'exécutent dans le sens même de la surface des ondes, perpendiculairement à la direction des rayons, et qu'un faisceau polarisé est celui pour lequel ces vibrations ont toujours la même direction, son plan de polarisation étant le plan auquel ces petits mouvements oscillatoires des molécules éthérées restent constamment perpendiculaires : or, il suit de là que, si deux systèmes d'ondes d'égale intensité et polarisés rectangulairement, c'est-à-dire dont les mouvements oscillatoires sont perpendiculaires entre eux, diffèrent dans leur marche d'un quart d'ondulation, le mouvement composé qu'ils imprimeront à chaque molécule, au lieu d'être rectiligne comme dans les deux faisceaux considérés séparément, sera circulaire et s'exécutera avec une vitesse uniforme : les molécules tourneront de droite à gauche lorsque le système d'ondes en avant aura son plan de polarisation à droite de celui du système d'ondes en arrière d'un quart d'ondulation, et elles tourneront de gauche à droite lorsque le premier plan sera à gauche du second, ou lorsque, les plans de polarisation restant disposés comme dans le premier cas, la différence de marche sera égale à trois quarts d'ondulation. Si la différence de marche, au lieu d'être un nombre pair ou impair de quarts d'ondulation, était un nombre fractionnaire, les mouvemens vibratoires ne seraient ni rectilignes ni circulaires, mais elliptiques.

On conçoit que, dans cette rotation générale des molécules autour de leurs positions d'équilibre, elles n'occupent pas au même instant les mêmes points des circonférences qu'elles

décrivent, vu le mouvement progressif des ondes. Pour se représenter leurs positions relatives, il faut concevoir que celles qui étaient sur une même droite parallèle au rayon, dans l'état d'équilibre, se trouvent maintenant placées sur une hélice très étroite, décrite autour de cette ligne droite comme axe, et dont le pas est égal à la longueur d'une ondulation. Si l'on fait tourner maintenant cette hélice autour de son axe d'un mouvement uniforme, de manière qu'elle décrive une circonférence dans l'intervalle de temps pendant lequel s'accomplit une ondulation lumineuse, et que l'on conçoive d'ailleurs que, dans chaque tranche infiniment mince perpendiculaire au rayon, toutes les molécules exécutent les mêmes mouvemens et conservent les mêmes situations respectives, on aura une idée exacte du genre de vibrations qui constitue la polarisation circulaire.

Mais, il résulte aussi de la théorie mécanique des interférences qu'un système d'ondes polarisé *rectilignement* peut être remplacé par deux autres systèmes polarisés à angle droit entre eux et coïncidens dans leur marche. De plus, chacun de ceux-ci peut être remplacé par deux autres systèmes polarisés dans le même plan, ayant sur lui, l'un une avance d'un huitième, et l'autre un retard d'un huitième d'ondulation, et par conséquent séparés entre eux par un quart d'ondulation; ce qui donne quatre systèmes d'ondes d'égale intensité, dont deux, polarisés à angle droit, sont en arrière d'un quart d'ondulation des deux autres, polarisés aussi à angle droit. Si maintenant l'on prend ces systèmes pour les combiner *en croix*, c'est-à-dire chacun de ceux qui sont en arrière avec celui qui est en avant, et polarisé à angle droit avec lui, on voit que l'on aura précisément deux faisceaux égaux, d'accord entre eux, et polarisés circulairement, l'un de droite à gauche et l'autre de gauche à droite.

Donc, en définitive, tout faisceau d'une intensité égale à 1 et polarisé *rectilignement* peut toujours être remplacé par deux faisceaux polarisés *circulairement*, d'accord entre eux,

ayant chacun une intensité $\frac{1}{2}$, et tournant l'un de gauche à droite et l'autre de droite à gauche. Réciproquement, un système de deux faisceaux polarisés *circulairement* reproduit toujours un faisceau polarisé *rectilignement* dans un plan unique, mais avec cette condition indiquée par la théorie, que, si les deux faisceaux polarisés circulairement acquièrent dans leur trajet quelque différence de marche, le plan de polarisation du faisceau polarisé *rectilignement* qui peut les remplacer aura tourné de droite à gauche ou de gauche à droite, d'un angle proportionnel à la différence de marche. La rotation aura lieu de droite à gauche ou de gauche à droite, suivant que le faisceau polarisé circulairement de gauche à droite aura gagné de l'avance ou éprouvé du retard.

Il est évident, d'après ces notions, que, s'il se rencontre dans la nature quelque substance qui jouisse de la singulière propriété de transmettre, avec des vitesses differentes, les faisceaux polarisés circulairement de droite à gauche et ceux qui sont polarisés de gauche à droite, tout faisceau polarisé rectilignement devra, en traversant ces substances, éprouver un mouvement de rotation dans son plan de polarisation : ce mouvement s'accomplira dans un sens ou dans l'autre, suivant que l'un des systèmes aura gagné de l'avance ou éprouvé du retard; il sera proportionnel à l'épaisseur de la substance traversée ; et enfin il dépendra, suivant certaines lois, de la longueur des ondulations de la lumière.

Telle est l'explication donnée par Fresnel des phénomènes que présente le cristal de roche perpendiculaire à l'axe. Pour en saisir la clef, tout se réduit, comme on voit, à bien comprendre qu'un faisceau polarisé *rectilignement* peut être remplacé par un système de deux faisceaux polarisés *circulairement* en sens contraire, et à admettre que, de ces deux systèmes, l'un va plus vite que l'autre lorsqu'ils traversent certains corps.

Ce second point pouvait paraître tout-à-fait hypothétique; aussi Fresnel a-t-il mis tous ses soins à le démontrer

d'une manière directe, et il y est parvenu par une expérience décisive dont nous allons rendre compte.

Double réfraction du cristal de roche dans le sens de son axe. — Le cylindre *abcd* (*fig.* 317) est composé de 3 prismes de cristal de roche travaillés séparément, et ensuite ajustés avec beaucoup de soin. Celui du milieu *asb* a son angle, au sommet *s*, de 152°; il est tiré d'une aiguille de quartz qui fait, par exemple, tourner le plan de droite à gauche, et ses deux faces latérales *as* et *sb* sont également inclinées sur l'axe. Les deux prismes extrêmes *das* et *cbs* sont tirés d'une aiguille de quartz qui fait tourner le plan en sens contraire, c'est-à-dire de gauche à droite ; ils ont leurs faces *ad* et *cb* exactement perpendiculaires à l'axe, et leurs faces *as* et *bs* convenablement inclinées pour que les axes optiques des trois prismes se trouvent dans la même direction. Maintenant, si l'on fait passer dans cette direction un rayon polarisé, on reconnaît qu'il se divise en deux, et donne, après son émergence, deux rayons divergens. Donc, le cristal de roche exerce une double réfraction dans le sens de son axe, et cette double réfraction ne ressemble en rien à celle qui se fait à l'ordinaire dans le quartz et dans les autres cristaux; car, les deux faisceaux émergens ne donnent ni l'un ni l'autre aucune trace apparente de polarisation : du moins, chacun d'eux donne toujours deux images blanches et également intenses, lorsqu'on les analyse avec le prisme biréfringent.

Ce phénomène remarquable est la preuve directe que les faisceaux polarisés circulairement en sens contraire ne se propagent pas avec la même vitesse en suivant l'axe du cristal de roche, et que celui des deux qui va le plus vite dans les deux prismes extrêmes va le plus lentement dans le prisme du milieu. En effet, considérons le faisceau polarisé qui se présente en *ad* comme composé de deux faisceaux polarisés circulairement en sens contraire et d'accord entre eux. S'ils prennent des vitesses différentes en traversant le prisme *ads*, ils éprouveront des réfractions différentes au passage de *ads*

dans *asb*, et d'autant plus différentes qu'ils doivent ici changer de rôle, le plus lent devenant le plus rapide, et *vice versâ*. Les voilà donc divisés dans tout le trajet de *asb*, et, au passage de ce prisme dans le dernier, *csb*, ils se divisent encore davantage, puisque le plus rapide redevient le plus lent, et *vice versâ*. Les deux faisceaux émergens ne sont donc autre chose que les deux faisceaux polarisés circulairement en sens contraire qui composaient le faisceau polarisé incident, et qui ont été séparés par l'inégale vitesse qu'ils ont dû prendre dans les prismes opposés de quartz.

Nous allons en trouver une nouvelle preuve dans une autre expérience que l'on doit encore à l'inépuisable sagacité de Fresnel.

Polarisation et dépolarisation produites par des réflections totales successives.—*abcd* (*fig.* 318) est un parallélipipède de verre dont les angles aigus sont de 54° environ, et les angles obtus par conséquent de 126°. Un faisceau polarisé, entrant perpendiculairement par la face *cb*, éprouve deux réflections totates en *p* et en *s* sous l'angle de 54° environ, et s'en va ressortir perpendiculairement par la face *ad*. Si le plan de polarisation de ce faisceau fait un angle de 45° avec le plan de la double réflection, l'on trouve qu'après l'émergence il y a en apparence *dépolarisation* complète, c'est-à-dire que le faisceau analysé avec le prisme biréfringent donne dans tous les sens deux images blanches et d'égale intensité.

Cependant, la dépolarisation n'est qu'apparente ; ce faisceau n'est pas véritablement un faisceau naturel, il en diffère par deux caractères essentiels :

1° Il reprend sa polarisation dans un plan unique lorsqu'on lui fait subir deux nouvelles réflections totales sous le même angle, dans un second parallélipipède semblable au premier, quelle que soit la direction du second plan de réflection par rapport au premier. Si les deux plans coïncident, le nouveau plan de polarisation coïncide avec le premier ;

2° En traversant des lames cristallisées, il développe des

teintes ayant d'autres caractères et soumises à d'autres lois que celles qui sont données par la lumière naturelle.

Enfin, le faisceau dont il s'agit est *polarisé circulairement;* il est identique à l'un des faisceaux que nous avons obtenus dans l'expérience précédente avec le triple prisme de quartz. Pour prouver cette identité, il suffit de soumettre à la double réflection, dans le parallélipipède de verre, les deux faisceaux qui émergent du triple prisme. Chacun d'eux donne alors un faisceau polarisé ; mais pour l'un le plan de polarisation fait 45° *à droite* du plan de réflection, et pour l'autre 45° *à gauche*. Ce qui montre bien qu'ils sont polarisés circulairement et en sens contraire.

466. *Polarisation circulaire des rayons obliques.* — Dans ce qui précède, nous n'avons considéré que les rayons qui traversent le cristal dans le sens de l'axe; mais, lorsqu'on dispose les expériences pour recevoir à la fois les rayons perpendiculaires et les rayons obliques, en procédant exactement comme dans l'observation des anneaux que présentent les cristaux à un axe ou à deux axes, on voit aussi dans le cristal de roche, soit à la lumière des nuées soit à la lumière solaire, de beaux systèmes d'anneaux très vifs et très développés : seulement, la croix noire a disparu au centre, elle est remplacée par le cercle coloré qui résulte de la polarisation circulaire; on remarque même que la croix noire qui coupe les premiers anneaux est bien moins caractérisée, ce qui indique qu'il y a là encore une influence de la polarisation circulaire ou plutôt elliptique, comme M. Airy l'a en effet démontré (*Trans. de Cambridge* 1832). Cependant, il reste d'intéressantes observations à faire pour lier théoriquement tous ces phénomènes de coloration.

M. Airy a pareillement fait voir que, si l'on superpose deux plaques de même teinte et de même épaisseur, dont l'une tourne à droite et l'autre à gauche, les effets ne sont pas détruits en totalité, mais partiellement, ce qui donne naissance à des *spires* d'une forme particulière (*fig.* 335).

M. Noremberg avait aussi observé ces spires, et son appareil les produit d'une manière remarquable avec un *seul* cristal posé sur le miroir *m*, lorsqu'on présente au dessus du cristal une loupe à une distance à peu près égale à sa distance focale. Dans ce cas, les spires résultent de l'interférence des rayons qui ont traversé le cristal une première fois avant d'arriver au miroir, et de ceux qui le traversent une seconde fois après la réflection, et qui se comportent par conséquent comme si le cristal tournait en sens contraire.

467. *Polarisation circulaire dans les liquides et les gaz.* — Le cristal de roche est la seule substance solide où l'on ait observé la polarisation circulaire ; mais, M. Biot a découvert cette propriété dans divers fluides, et, en l'étudiant, il est parvenu à des résultats qui méritent toute l'attention des physiciens et des chimistes.

Nous ne pouvons indiquer ici que très sommairement les plus importants de ses résultats.

Les substances qui tournent de *droite à gauche* sont : *la térébenthine, l'essence de laurier, la gomme arabique et l'inuline*. Celles qui tournent de *gauche à droite* sont : *l'essence de citron, le sirop de sucre, la solution alcoolique de camphre, la dextrine et l'acide tartrique*.

Pour observer sur ces diverses substances la coloration de la lumière polarisée ou la rotation du plan de polarisation, il suffit d'en remplir un tube plus ou moins long représenté dans la figure 318 bis, et de disposer ce tube sur l'appareil de Noremberg (*fig.* 308), en procédant comme avec le cristal de roche ; le tube peut avoir depuis 1 décimètre jusqu'à 5 ou 6 décimètres. Pour les vapeurs, comme celle d'essence de térébenthine, dans laquelle M. Biot a reconnu les mêmes propriétés que dans l'essence elle-même, il faut employer une autre disposition, car la longueur des tubes doit être à peu près en raison inverse des densités de la vapeur et du liquide lui-même. Le plus efficace de ces liquides est à peu près trente ou quarante fois moins efficace que le cristal de roche.

Ainsi, pour une épaisseur de 1 millimètre, le sirop concentré, qui est le plus efficace, n'imprime au rouge extrême que une rotation d'environ 30′.

Ici, comme dans le quarz, la rotation augmente en général avec la réfrangibilité et en raison inverse du carré de la longueur des ondulations : cependant, il y a des exceptions à cette loi, particulièrement pour l'acide tartrique dissous dans l'eau qui imprime la plus grande rotation aux rayons verts et la moindre aux rayons violets, et qui retombe cependant dans la loi générale dès qu'il se combine avec l'ammoniaque, la glucine ou l'acide borique. Il faut voir dans les différents mémoires de M. Biot toutes les propriétés qu'il a constatées à cet égard, et le parti qu'il en a su tirer pour étudier les arrangements des atomes, soit pendant l'acte de leurs combinaisons chimiques, soit quand les combinaisons sont accomplies.

468. *Polarisation circulaire produite par la réflection sur les surfaces métalliques polies.* — M. Brewster a reconnu que si l'on fait tomber sous une certaine incidence, sur deux lames métalliques parallèles, un rayon polarisé de telle sorte que le plan de polarisation fasse 45° avec le plan de réflection, ce rayon est polarisé circulairement après un nombre impair de réflection, et qu'au contraire, il est polarisé dans le plan primitif si le nombre des réflections est pair. L'angle d'incidence varie dans les différens métaux, mais il reste compris entre 70° et 78°.

469. *Divers phénomènes de polarisation qui se produisent dans les cristaux superposés, dans les cristaux colorés, dans le verre trempé, chauffé ou comprimé, etc.* — Nous réunirons sous ce titre divers phénomènes dont la cause générale peut être indiquée, mais qui semblent, par leur complication, échapper à des mesures précises, et par conséquent à une analyse théorique assez simple et assez complète pour qu'il soit possible de l'entreprendre ici.

Lorsqu'on place entre deux tourmalines un cristal perpendiculaire à l'axe, deux lames croisées de cristal de roche

donnant des bandes, les anneaux du cristal perpendiculaire sont altérés d'une manière remarquable et qui varie avec l'inclinaison du système croisé : nous avons essayé de reproduire ces apparences dans la figure 336. L'effet n'est pas symétrique, et l'on en peut tirer des moyens utiles pour reconnaître la direction du second axe quand on connaît le premier. M. Delezenne a fait beaucoup d'expériences intéressantes sur ce sujet (*Société de Lille*). Au lieu de faire l'expérience comme nous venons de l'indiquer, on peut les faire avec l'appareil de la figure 315, en mettant le système croisé près de la plaque perpendiculaire retenue dans la pince ; on peut la faire encore à la lumière solaire avec l'appareil de la figure 312.

En substituant au système croisé une plaque donnant elle-même des anneaux, l'on peut obtenir encore des résultats analogues : c'est-à-dire déformation des anneaux ; déplacement des couleurs ; nouvelles bandes brillantes, tantôt circulaires, tantôt bizarrement contournées autour de l'axe unique ou du système des axes.

Cristaux colorés.—M. Babinet a remarqué que les cristaux colorés positifs laissent passer avec plus d'abondance la lumière polarisée dans un plan parallèle à l'axe ou au plan des axes, tandis que les cristaux négatifs laissent passer en plus grande abondance la lumière polarisée dans un plan perpendiculaire à l'axe ou au plan des axes ; ainsi la tourmaline, qui est négative, absorbe complètement l'image ordinaire quand elle est assez colorée et assez épaisse, tandis que le quartz, qui est positif, absorbe l'image extraordinaire lorsqu'il est suffisamment enfumé.

Il y a des cristaux qui sont doués du *dichroïsme*, c'est-à-dire qui donnent 2 couleurs lorsqu'on les regarde dans des sens différens. Ainsi la dichroïte est jaune brun ou d'un beau bleu, suivant qu'elle est taillée perpendiculairement ou parallèlement à l'axe : l'hydrochlorate de potasse et de palladium est au contraire rouge ou vert dans les mêmes circonstances.

Verres trempés.—En plaçant sur le support *v* de l'appareil (*figure* 308), des verres trempés de diverses formes, on aperçoit des couleurs vives, tantôt régulièrement tantôt bizarrement arrangées, comme on le voit dans les figures 337, 338 et 339 : pour 337, le plan de l'analyseur est perpendiculaire au plan de polarisation, et les bords du verre font 45° avec ces deux plans; pour 338, les bords du verre sont parallèles au plan de polarisation; et pour 339, les bords du verre restant parallèles, l'analyseur a été tourné de 90°. Les figures 340 et 341 correspondent, pour une plaque carrée, aux figures 338 et 337 de la plaque rectangulaire.

Les mêmes effets s'obtiennent à la lumière solaire, en disposant les verres dans du liége (*fig.* 322), pour les mettre ensuite en avant de la première lentille dans l'appareil de la figure 312. Ces phénoménes résultent évidemment de l'arrangement particulier et accidentel que le brusque refroidissement a imprimé aux molécules du verre. Il suffit, en effet, de chauffer les verres lentement pour faire disparaître les couleurs.

Verre chauffé.—Après avoir fait chauffer à 100 ou 150° l'espèce de moule de la figure 319, on y introduit une pièce de verre qui, en se dilatant près de ses bords, met toutes ses molécules dans un état de tension qui développe aussi des couleurs dans la lumière polarisée. Le prompt refroidissement produit des effets analogues.

Verre ployé.—La figure 321 représente une presse destinée à fléchir une lame de verre longue et épaisse ; pendant cet état forcé, elle développe des bandes colorées à peu près parallèles entre elles, et parallèles à la flexion.

Verre comprimé. — En comprimant une lame carrée de verre dans la presse de la figure 320, on voit, dans le sens de la compression, un commencement d'apparence de 2 axes.

LIVRE SEPTIÈME.

DE LA CHALEUR.

SECONDE PARTIE.

PROPAGATION DE LA CHALEUR ET CALORIMÉTRIE.

CHAPITRE PREMIER.

Propagation de la chaleur.

§ I. *Phénomènes généraux de la chaleur rayonnante dans l'air et dans le vide.*

470. *De l'existence de la chaleur rayonnante et de l'idée qu'on peut se former des rayons calorifiques.* — La chaleur rayonnante est celle qui passe au travers de certains corps, comme la lumière passe au travers des corps diaphanes. La chaleur solaire ne vient frapper la terre qu'après avoir traversé toute la couche atmosphérique; et, si l'air s'échauffe pendant un jour serein, tout le monde sait que les corps s'échauffent aussi, et qu'en général leur température est beaucoup plus haute que celle de l'air. Donc, une partie de la chaleur du soleil traverse, comme la lumière, toute l'épaisseur de l'atmosphère sans être absorbée. De même, le feu d'un foyer nous échauffe à distance, sans que les couches d'air qui nous séparent de lui soient échauffées de proche en proche, car on s'aperçoit aisément qu'elles restent froides et même qu'elles peuvent être agitées et rapidement

renouvelées sans qu'à la même distance on en ressente un moindre effet. Un boulet rouge de feu, suspendu au milieu d'un appartement, est encore plus propre à montrer ce phénomène : de toutes parts, autour de lui, on reçoit une impression de chaleur, tandis que l'air environnant qui ne le touche pas conserve à peu près son état de repos et sa température primitive. Ainsi, les corps qui sont échauffés jusqu'à donner de la lumière ont en même temps un *pouvoir émissif*, c'est-à-dire qu'ils ont la propriété d'*émettre* autour d'eux, dans tous les sens, de la chaleur qui traverse l'air, comme la lumière traverse les milieux diaphanes. C'est d'après cette analogie que l'on dit, en parlant de la chaleur, des *rayons calorifiques*, des *rayons de calorique* ou des *rayons de chaleur*, comme on dit, des *rayons lumineux* ou des *rayons de lumière*.

471. *Pouvoir émissif.* — Le pouvoir émissif ou *pouvoir rayonnant*, dont nous venons de parler, n'existe pas seulement dans les corps qui sont assez chauds pour émettre à la fois de la lumière et de la chaleur; nous allons faire voir qu'il appartient à tous les corps indistinctement; qu'il peut bien diminuer quand la température diminue, mais qu'il ne peut pas cesser d'exister; qu'il se manifeste encore dans un boulet refroidi, au point de n'être plus visible dans les ténèbres, comme dans un boulet resplendissant de feu, dans l'eau à la température ordinaire comme dans l'eau bouillante, dans la glace, dans le mercure congelé, enfin dans tous les corps quelque froids qu'ils puissent être. D'où il suit que tout corps est, par rapport à la chaleur, ce qu'est, par exemple, la flamme d'une bougie par rapport à la lumière; de tous les points de la flamme partent des rayons lumineux qui se répandent au loin dans l'espace : de même, de tous les points d'un corps quelconque, froid ou chaud, partent sans cesse des rayons de chaleur qui traversent l'air et se propagent librement jusqu'à ce qu'ils rencontrent quelque corps qui les arrête.

Pour montrer cette continuelle action du pouvoir émissif,

on dispose en présence l'un de l'autre, à 5 ou 6 mètres de distance, deux grands miroirs sphériques ou paraboliques de cuivre poli, de manière que leurs axes soient coïncidens (*fig.* 342); au foyer du premier on met un boulet chauffé au rouge blanc ou du charbon allumé, dont on active la combustion avec un soufflet; au foyer du second l'on met un morceau d'amadou; en moins d'une minute on voit l'amadou s'enflammer comme s'il était en contact avec le feu. Cette expérience prouve évidemment le pouvoir émissif du corps incandescent qui est au foyer du premier miroir, car, les conditions de l'expérience ne permettent pas de supposer que ce soit l'air chauffé de proche en proche qui vienne enflammer l'amadou.

Si au boulet rouge on substitue un boulet chauffé seulement à 300°, et à l'amadou un thermomètre ordinaire, on voit le thermomètre monter rapidement; donc à 300° le boulet a aussi un pouvoir émissif.

Maintenant, si au boulet à 300° on substitue un vase rempli d'eau bouillante, ou d'eau à 90°, 80° ou 70°, il sera bien possible que le thermomètre focal du second miroir n'accuse aucune élévation de température très perceptible : toutefois cela ne prouve pas qu'à cette température les parois du vase cessent d'avoir un pouvoir émissif, mais seulement que dans ces circonstances le thermomètre ordinaire est trop peu sensible pour en accuser les effets. Alors, il faut avoir recours à des moyens thermométriques plus délicats, soit au thermomètre à air représenté dans la figure 343, soit au thermoscope de Rumford (*fig.* 345), soit au thermomètre différentiel de Leslie (*fig.* 344), soit au thermo-multiplicateur de M. Melloni (*fig.* 346 et 347). Quelques mots suffiront pour faire comprendre l'usage de ces appareils.

Le thermomètre à air est simplement une boule de 3 ou 4 centimètres, soufflée à l'extrémité d'un tube d'environ un millimètre de diamètre; ce tube est recourbé et porte à la fois un renflement dans sa courbure et un entonnoir à son

extrémité, afin que le liquide *c d* ne puisse ni retomber dans la boule, ni s'échapper par le haut. Lorsque ses dimensions sont connues, il est facile d'en calculer la sensibilité au moyen des lois de la dilatation de l'air ; mais l'on comprend qu'il est impossible de le graduer, parce que le liquide reste soumis à la pression atmosphérique, et parce qu'il permet à l'air de sortir et de rentrer.

Le thermomètre de Rumford se compose de deux boules *a* et *b*, réunies par un tube recourbé dont la partie horizontale a 3 ou 4 décimètres de longueur. L'*index*, *c d*, d'alcool ou d'acide sulfurique reçoit les pressions opposées de l'air des 2 réservoirs, et il marche jusqu'à ce que les pressions soient égales; le point où il se fixe pour une égalité parfaite de température et de pression est le *zéro* de l'instrument, et l'écart qu'il prend de part et d'autre est à peu près proportionnel à la différence de température des boules. Ces mouvemens de l'index sont en général exprimés par des divisions arbitraires, mais il serait facile de les évaluer en degrés centigrades : soit par l'expérience, en disposant autour des boules des vases destinés à recevoir, l'un de la glace fondante, l'autre de l'eau à 1° ou 2°; soit par le calcul, au moyen des dimensions de l'appareil et du coefficient de dilatation des gaz.

Le thermomètre différentiel de Leslie repose sur le même principe, seulement les réservoirs et le tube sont en général de plus petite dimension ; les branches verticales sont plus longues et plus rapprochées; et la colonne liquide *c d* prend ordinairement naissance dans l'une des boules pour s'étendre jusqu'au milieu de la branche verticale de l'autre boule; il peut se graduer comme le précédent.

Le thermo-multiplicateur de M. Melloni se compose d'une pile thermo-électrique analogue à celle que nous avons décrite (1er *vol.*, *page* 610, *fig.* 459 *et* 460), et d'un multiplicateur très sensible. La pile *p*, soigneusement noircie aux deux bouts avec du noir de fumée, doit être montée sur un pied (*fig.* 346) et mise à l'abri des courants d'air et

du rayonnement latéral au moyen des étuis *a* ou *b*; celui-ci sert aussi comme réflecteur pour concentrer sur la pile un plus grand nombre de rayons de chaleur. Le galvanomètre ou multiplicateur est représenté dans la figure 347: le fil de cuivre qui le compose a environ deux tiers de millimètre de diamètre, et 7 ou 8 mètres de longueur; il fait sur le cadre de métal quarante tours, qui sont symétriquement disposés de part et d'autre de la ligne moyenne sur une largeur de 4 centimètres. Les aiguilles, bien choisies, aimantées et compensées avec soin, sont liées entre elles, comme le représente la figure 347 *bis*; leur système est suspendu a un fil de cocon au sommet de la cloche *c*, au moyen de l'ingénieux mécanisme *d*, qui permet de l'élever ou de le baisser à volonté en tournant le bouton *f* (*fig.* 347). Les extrémités du fil du multiplicateur correspondent aux deux trous *m n*. Après avoir posé l'appareil sur un support solide à l'abri de toute vibration, l'avoir mis de niveau pour que le fil de suspension soit au centre du cadran divisé, et l'avoir dirigé dans le méridien des aiguilles, il ne reste plus qu'à établir sa communication avec la pile, ce qui se fait au moyen des spires extensibles *g*, *h*, dont les chevilles terminales se plantent dans les trous *x*, *y* de la pile, et *m*, *n* du multiplicateur. Alors, la moindre différence de température qui existe entre les extrémités noircies de la pile se manifeste par une déviation des aiguilles qui se lit sur le cadran divisé. On doit distinguer ici la *déviation impulsive* et la *déviation définitive*, c'est-à-dire le maximum d'écart que l'aiguille atteint par son premier mouvement d'impulsion, et l'écart où elle s'arrête après une série d'oscillations. M. Melloni a très habilement saisi les rapports constants qui existent entre elles, et qui permet de déduire l'une de l'autre lorsqu'on a préalablement dressé une table de ces rapports pour chaque appareil. Il en résulte un grand avantage, car, en observant les déviations impulsives, une expérience ne dure que 10 ou 12 secondes, tandis qu'elle devrait durer plusieurs minutes

s'il fallait attendre l'équilibre. Quant au rapport qui existe entre la déviation définitive et la différence de température des soudures de la pile, on peut aussi l'obtenir aisément, sinon d'une manière absolue, au moins d'une manière relative ; car M. Melloni ayant constaté, par des expériences analogues à celles que nous avons indiquées (*t.* 1, *p.* 608), que, dans les piles de bismuth et d'antimoine, l'intensité du courant est proportionnelle à la différence des températures des soudures, tout se réduit à chercher le rapport qui lie les intensités du courant aux déviations de l'aiguille : pour cela, M. Melloni prend deux sources constantes de chaleur, par exemple, deux lampes de Locatelli; il les dispose sur l'axe de la pile, l'une à droite l'autre à gauche, et il les fait agir successivement en ôtant ou en remettant les écrans qui arrêtent leur action calorifique. Les distances sont choisies pour que l'une donne, je suppose 40° de déviation à droite, et l'autre 35° de déviation à gauche; cela constaté, on les fait agir simultanément, et l'on obtient 15° de déviation à droite; donc 15° à partir du zéro équivalent aux 5° compris entre 35 et 40. On conçoit qu'en variant ces expériences il est facile de dresser une table à deux colonnes : la première, exprimant les déviations définitives observées; la seconde, exprimant des degrés de déviation qu'on observerait si l'écart de l'aiguille n'affaiblissait pas l'action qu'elle éprouve de la part du courant. Dans les appareils de M. Melloni, les deux colonnes de cette table coïncidaient jusqu'à 20°, c'est-à-dire que jusqu'à cet écart l'intensité était proportionnelle à la déviation, mais, pour 25, 30, 35, 40 et 45° de déviations observées, la deuxième colonne de la table donne 27, 35, 47, 62 et 83°. Cependant, par divers artifices ingénieux, M. Melloni a en général réduit toutes ses observations à ne produire que des écarts inférieurs à 30°.

Il serait difficile d'estimer directement, sur l'appareil lui-même, à quelle différence de température correspond une déviation d'un demi-degré, qui est très facilement observa-

ble : mais, l'on y parviendrait aisément par le calcul, en construisant une pile dont les élémens, de dimension connue, fussent assez longs pour que les soudures pussent être maintenues à des températures fixes, observées avec de bons thermomètres centigrades. Il suffirait, pour cela, d'appliquer les principes que nous avons développés (*t.* 1) sur les intensités des courans.

Si nous reprenons maintenant l'expérience des miroirs, en mettant au foyer du second l'un des appareils que nous venons de décrire, et au foyer de l'autre un corps quelconque d'un ou deux décimètres d'étendue, il nous sera facile de constater que ce corps exerce toujours instantanément une action calorifique, pour peu que sa température *surpasse* la température ambiante. Ce petit excédant de température est la seule condition du succès de l'expérience. Donc, si l'on opère dans un air qui soit à quelques degrés au-dessous de 0, un morceau de glace donnera de la chaleur au foyer du second miroir, et, si l'on opère à 45° au-dessous de zéro, comme on pourrait le faire dans les régions boréales, un morceau de mercure congelé et fondant donnera de la chaleur au foyer du second miroir. Donc enfin, tout corps a un pouvoir émissif, quelque froid qu'il soit.

Toutes les expériences, excepté la combustion de l'amadou, pourraient se faire avec un seul miroir, au foyer duquel on mettrait l'appareil thermométrique ; on peut même se passer de miroir lorsqu'on emploie le thermo-multiplicateur ; il suffit alors d'ajuster l'étui conique *b* sur le bout de la pile qui doit recevoir l'action de la chaleur.

472. *Pouvoir absorbant.* — Tout corps a un pouvoir absorbant qui est aussi en action continuelle pour réparer les pertes dues au pouvoir émissif. Cette proposition est de toute évidence pour les appareils dont nous venons de faire usage, car ils ne s'échauffent au foyer du second miroir que parce qu'ils *absorbent* la chaleur émise par le corps chaud du premier miroir ; mais elle doit s'étendre à tous les corps in-

distinctement, car tous ces corps s'échauffent au soleil, et tous sans exception prennent une température plus haute que la température de l'air ; ce qui est bien une preuve que ce n'est pas l'air qui les réchauffe. Il y a plus, tous les corps froids se réchauffent aussi dans une enceinte vide où ils sont suspendus ; donc, ils absorbent de la chaleur émise par les parois de l'enceinte. Nous verrons tout-à-l'heure que le pouvoir absorbant peut, comme le pouvoir émissif, varier d'un corps à l'autre dans des limites assez étendues, mais il ne peut, non plus que lui, cesser d'exister ni cesser d'agir.

473. *Pouvoir réfléchissant.*—Les corps ont en général un pouvoir réfléchissant par lequel ils renvoient, sans l'absorber, une portion plus ou moins grande de la chaleur rayonnante qu'ils reçoivent de toutes les surfaces environnantes, à peu près comme les corps réfléchissent, soit régulièrement soit irrégulièrement, une portion de la lumière qui vient les frapper. Les miroirs qui nous ont servi sont une preuve bien décisive de cette réflection de la chaleur, car ils ne s'échauffent pas, même dans l'expérience où l'on enflamme l'amadou. Mais, le raisonnement suffit pour indiquer que ce pouvoir existe dans la plupart des corps et qu'il est *complémentaire* du pouvoir absorbant, car la somme des quantités de chaleur absorbées et réfléchies doit toujours reproduire exactement la totalité de la chaleur incidente ; par conséquent l'un de ces pouvoirs augmente quand l'autre diminue, et, pour que le pouvoir réfléchissant fût nul, il faudrait que le pouvoir absorbant fût total, ce qui n'arrive, comme nous le verrons, que pour les surfaces soigneusement recouvertes de noir de fumée : au contraire, les surfaces métalliques polies ont un grand pouvoir réfléchissant et un faible pouvoir absorbant. Ces notions générales vont nous servir à établir les principes fondamentaux de la chaleur rayonnante.

474. *Principe de l'équilibre mobile de température.*— Concevons une enceinte fermée de toutes parts ; supposons, pour plus de simplicité, qu'elle ait la forme sphérique, qu'elle

soit vide, et que tous ses points aient au même degré le pouvoir de réfléchir, d'émettre et d'absorber la chaleur. La surface extérieure de cette enceinte étant maintenue d'une manière quelconque à une température invariable et uniforme pour tous les points, la surface intérieure aura la même température avec la même invariabilité et la même uniformité. L'équilibre aura lieu dans toute l'étendue de l'enceinte, quelle que soit sa grandeur : qu'elle ait un mètre de diamètre, ou qu'elle ait un million de lieues. Cela posé, on peut concevoir l'équilibre de deux manières : premièrement, on peut imaginer que la surface intérieure ait perdu sa faculté rayonnante, que chacun de ses points n'émette rien dans l'espace vide et ne reçoive rien, que tout enfin reste dans le même état, et que le calorique soit immobile; secondement, on peut admettre que, malgré l'équilibre, la surface intérieure conserve encore sa faculté rayonnante, que chacun de ses points émette dans tous les sens des rayons dans le vide et qu'il en reçoive aussi dans tous les sens, que tout change enfin à chaque instant, et que le calorique soit sans cesse en mouvement et la température sans cesse en équilibre. Cette seconde hypothèse, énoncée pour la première fois par M. Prevost, de Genève, est ce qu'on appelle le principe de *l'équilibre mobile de la chaleur;* ce principe, défini rigoureusement et généralisé par Fourier, est devenu entre ses mains le point de départ de toute la théorie mathématique de la chaleur rayonnante. Il faut voir dans les ouvrages de Fourier, dans ceux de Laplace et de M. Poisson, quelle est la portée et l'étendue de cette belle théorie, dont les grands géomètres du siècle dernier n'avaient pas même soupçonné l'existence. Nous allons essayer d'en reproduire ici les principes fondamentaux, en les faisant reposer seulement sur des considérations élémentaires.

475. *Principe de la raison inverse du carré de la distance.* —Si l'on conçoit un corps sphérique au centre d'une enceinte pareillement sphérique, il est évident que les parois

de l'enceinte reçoivent toute la chaleur émise par le corps, et que cette chaleur s'y trouve uniformément distribuée, en supposant l'émission du corps uniforme dans tous ses points; mais, si l'enceinte prend un rayon double, sa surface devient quatre fois plus grande, et, comme la quantité de chaleur qu'elle reçoit du corps reste la même, il faut bien que chaque centimètre carré en reçoive quatre fois moins; si le rayon de l'enceinte devient triple, sa surface est neuf fois plus grande et chaque centimètre carré ne reçoit plus qu'un neuvième, etc. Ainsi, l'intensité de la chaleur diminue comme le carré de la distance augmente; mais cette loi ne s'applique avec rigueur qu'au cas particulier que nous venons d'examiner, ou à ceux qui peuvent s'y ramener : il faudrait bien se garder de l'appliquer, par exemple, au cas de deux surfaces planes d'une certaine étendue, mises en présence l'une de l'autre, en comptant les distances à partir de ces surfaces elles-mêmes.

476. *Principe de l'égalité de température dans tous les points d'une enceinte vide, dont les parois sont maintenues à une température constante.* — Soit r' le rayon de l'enceinte sphérique (*fig.* 348), s' sa surface, e' la quantité de chaleur émise par l'unité de surface dans l'unité de temps; soit r le rayon d'un corps sphérique suspendu au centre de l'enceinte, s sa surface, e la quantité de chaleur émise par l'unité de surface dans l'unité de temps. Admettons que l'enceinte et le corps aient un pouvoir absorbant total, ou un pouvoir réfléchissant nul; et désignons par ω le demi-angle visuel sous lequel le corps est vu d'un point quelconque de l'enceinte. La quantité totale de chaleur perdue par le corps dans l'unité de temps est es; et, si l'on représente par e'' la portion de cette chaleur qui est reçue et absorbée par l'unité de surface de l'enceinte, on aura évidemment $es = e''s'$; d'où :

$$e'' = e.\frac{s}{s'} = e.\frac{r^2}{r'^2} = e \sin.^2\omega.$$

Maintenant, de chaque élément z de l'enceinte, le corps reçoit une certaine fraction b de la quantité totale e', qui est émise par cet élément, et, en somme, il reçoit $b\,e's'$; si l'on suppose l'équilibre établi, la quantité reçue est égale à la quantité perdue, ce qui donne $es = b\,e'\,s'$, d'où :

$$be' = e.\,\frac{s}{s'}. = e\,\frac{r^2}{r'^2} = e.\sin.^2\omega = e'',$$

c'est-à-dire que le corps entier reçoit alors, de chaque unité de surface de l'enceinte, une quantité de chaleur be', qui est précisément égale à la quantité e'' qu'il lui envoie, ou, en d'autres termes, l'équilibre existe individuellement pour chacun des élémens de l'enceinte.

Mais, en supposant que le rayon de l'enceinte devienne de plus en plus grand, e'' diminue comme le carré du rayon; donc il en est de même de be', et, comme b est lui-même soumis à cette loi de diminution, e' doit rester constant. D'où il résulte que, *sans changer l'équilibre*, diverses portions de l'enceinte peuvent s'éloigner et d'autres se rapprocher, ou, ce qui revient au même, que le corps peut se déplacer dans l'enceinte d'une manière quelconque. Donc, quand l'équilibre est établi, les températures du corps et de l'enceinte ne doivent pas varier pendant que le corps et l'enceinte se déplacent ou se déforment arbitrairement.

Il faut, de plus, que ces températures soient égales; car, en supposant que l'enceinte se rapproche très près du corps, on aura à la fois $b = 1$ et $\sin.^2\omega = 1$, et par suite $e' = e$. Or, les quantités de chaleur émises étant, comme nous venons de le voir, indépendantes des grandeurs relatives du corps et de l'enceinte, l'égalité qui existe ici entre elles doit s'étendre à tous les cas, et l'on aura toujours $e' = e$, et par conséquent $b = \sin.^2\omega$. Mais, pour des surfaces identiques dénuées de pouvoir réfléchissant, l'égalité des quantités de chaleur émises entraîne évidemment l'égalité des températures; donc enfin, pour l'équilibre, le corps et l'enceinte doivent avoir des températures égales.

Lorsqu'on tient compte du pouvoir réfléchissant des surfaces, on est conduit aux mêmes résultats; mais, la démonstration cesse d'être élémentaire : au reste, l'expérience confirme pleinement ce principe pour tous les cas.

477. *Loi du cosinus.* — L'intensité des rayons de chaleur est proportionnelle au cosinus de l'angle que ces rayons font avec la normale de l'élément qui rayonne. On voit, en effet (*fig.* 348), que l'élément z de l'enceinte, émettant une quantité de chaleur e', le globe en reçoit une fraction be' ou $e'\sin.^2\omega$; s'il était vu par l'élément r sous un angle un peu plus grand ω', il en recevrait $e'\sin.^2\omega'$; ainsi, la quantité de chaleur émise dans la zône entière comprise entre ω et ω' est $e'(\sin.^2\omega' - \sin.^2\omega)$; la surface de cette zône étant d'ailleurs $2\pi(\cos.\omega - \cos.\omega')$, la quantité de chaleur émise sur son unité de surface est $2\pi(\cos.\omega + \cos.\omega')$, ou $\frac{e'}{\pi}\cos.\omega$, en supposant ω' peu différent de ω; elle est, par conséquent, proportionnelle au cosinus de l'angle ω.

Il en résulte que la quantité de chaleur émise obliquement par une surface est égale à celle qui serait émise normalement par sa projection, ou *vice versâ*; ce qui est aussi confirmé par l'expérience, comme on peut s'en assurer avec un miroir au foyer duquel on met un thermomètre différentiel, ou sans miroir avec le thermo-multiplicateur : pour cela, on prend, par exemple, un cube rempli d'eau chaude, on met son centre dans l'axe de la pile, et devant lui un écran percé d'un trou bien plus petit que la face du cube; alors, l'instrument indique le même effet, soit que la face rayonnante du cube se trouve oblique ou perpendiculaire à l'axe de la pile.

478. *Loi de la réflection.*—La chaleur se réfléchit comme la lumière, en faisant l'angle de réflection égal à l'angle d'incidence. Cette proposition se trouve démontrée par l'expérience des miroirs, en remarquant que les foyers de chaleur coïncident avec les foyers de lumière; et l'on peut aussi la

démontrer directement avec le thermo-multiplicateur, en disposant convenablement des écrans et des surfaces planes réfléchissantes.

479. *Vitesse de la chaleur.* — La vitesse de la chaleur paraît être analogue à celle de la lumière; on peut en juger par l'instantanéité de l'action qu'éprouve le thermo-multiplicateur, quand on enlève l'écran qui arrêtait la chaleur; mais cette analogie est encore mieux confirmée par la réfraction de la chaleur dont nous parlerons dans quelques instans.

480. *Comparaison des pouvoirs émissifs absorbans et réfléchissans des diverses substances.* — Quand un corps est en équilibre de température dans une enceinte, son pouvoir émissif est évidemment égal à son pouvoir absorbant, ou, en d'autres termes, ce qu'il perd par l'émission est égal à ce qu'il reçoit par l'absorption, car, sans cela, sa température serait croissante ou décroissante. Au contraire, quand il n'est pas en équilibre, l'un de ces pouvoirs l'emporte sur l'autre, mais ils restent liés entre eux, comme nous le verrons par les lois du réchauffement et du refroidissement. D'une autre part, le pouvoir réfléchissant étant nécessairement complémentaire du pouvoir absorbant, on voit qu'il suffit de déterminer l'un de ces pouvoirs pour en déduire les deux autres. On s'est particulièrement attaché à comparer les pouvoirs émissifs des différens corps à température égale par les deux procédés suivans.

Procédé de Leslie. On dispose l'une des boules du thermomètre différentiel au foyer d'un miroir, et sur l'axe du miroir, à une distance convenable, on met le centre d'un cube rempli d'eau chaude; lorsqu'on enlève l'écran qui arrêtait la chaleur rayonnante, la boule focale s'échauffe et arrive à l'équilibre quand l'excédant de chaleur, qu'elle reçoit par le rayonnement de la surface du cube, est égal à l'excédant de perte qu'elle doit faire par sa plus grande émission et par le contact de l'air. Les excès de température qu'elle prend ainsi pour se mettre en équilibre, sont, comme nous

le verrons par les lois du refroidissement, sensiblement proportionnels aux quantités de chaleur qu'elle reçoit de la face du cube, et comme, à température égale, à surfaces et à distances égales, ces quantités de chaleur sont elles-mêmes proportionnelles aux pouvoirs émissifs, on voit que le rapport des excès de température donné par des faces différentes est précisément le rapport de leurs pouvoirs émissifs.

Procédé de M. Melloni. — On supprime le miroir, on substitue le thermo-multiplicateur au thermomètre différentiel, et l'on observe les déviations impulsives de l'aiguille ; de celles-ci on déduit les déviations définitives, et, au moyen de la table dont nous avons parlé, on arrive à comparer les excès de température imprimés au bout de la pile qui regarde le cube ; ces excès, comme ceux du thermomètre différentiel, se trouvent proportionnels aux pouvoirs émissifs des faces qui ont été soumises à l'expérience.

Pour le premier procédé, les faces de cube doivent avoir 15 ou 18 centimètres de côté ; pour le second, qui est beaucoup plus délicat, il suffit de leur donner 7 ou 8 centimètres. En recouvrant une face de divers enduits d'une épaisseur suffisante, on obtient aussi leurs pouvoirs émissifs.

Voici les résultats des expériences.

Noir de fumée.....	100	Encre de Chine.....	85
Carbonate de plomb.....	100	Glace	85
Papier à écrire.....	98	Gomme laque.....	72
Verre ordinaire.....	90	Surfaces métalliques....	12

Ainsi, en représentant par 100 le pouvoir émissif du noir de fumée, dont le pouvoir réfléchissant est sensiblement nul, le pouvoir émissif des surfaces métalliques polies est seulement 12 ; par conséquent, en vertu de leur pouvoir absorbant, ces surfaces n'absorbent que les $\frac{12}{100}$ de la chaleur incidente, et elles en réfléchissent par conséquent les $\frac{88}{100}$.

Il faut remarquer, cependant, que les rapports des pouvoirs émissifs de ces substances et par suite ceux de leurs pouvoirs absorbans et réfléchissans, pourraient peut-être ne pas se conserver les mêmes à toute température et pour

toute espèce de chaleur : en exposant, par exemple, à la chaleur solaire, du noir de fumée et du carbonate de plomb, il arrive en effet qu'ils cessent d'avoir des pouvoirs absorbans égaux, le carbonate de plomb réfléchissant beaucoup plus de cette chaleur que le noir de fumée; ce qui tient soit à une variation réelle du rapport, soit à la détermination trop peu précise que l'on en peut faire à la température ordinaire.

Si l'on voulait déterminer directement le pouvoir réfléchissant, on pourrait le faire aussi en exposant en avant du foyer du miroir (*fig.* 349) des plaques planes des différens corps, et en mettant la boule focale du thermomètre différentiel au foyer des rayons réfléchis. La source de chaleur restant la même, les excès de température de la boule focale seraient entre eux comme les pouvoirs réfléchissans.

481. *Equilibre de température dans une enceinte quelconque. — Réflection du froid.* — Il résulte de ce qui précède, que, quand l'équilibre de température est établi dans une enceinte quelconque, chaque corps perd autant de chaleur qu'il en absorbe; sa perte va réparer en partie les pertes de tous les corps qu'il *voit*, et réciproquement son gain résulte de l'émission que tous ces corps font vers lui; cet échange mutuel et constant maintient donc en rapport continuel tous les corps du système de telle sorte qu'aucun de ces corps ne peut éprouver une modification de température, sans que tous les autres à l'instant ne participent à cette modification, mais dans des rapports variables à raison de leur grandeur, de leur distance et de leurs pouvoirs calorifiques.

Ainsi, une bougie allumée que l'on introduit dans un appartement change à l'instant par son émission de chaleur la température de tous les corps, comme elle change leur clarté par son émission de lumière. Un morceau de glace produirait un effet analogue, mais d'une intensité différente. Le thermomètre qui en serait voisin baisserait de suite ou monterait suivant qu'il se trouverait par l'équilibre anté-

rieur au-dessus ou au-dessous de zéro, et son mouvement serait d'autant plus considérable qu'il verrait le morceau de glace sous un angle plus grand, ou qu'il en serait plus rapproché. Lorsque le thermomètre baisse, ce n'est pas que la glace ne lui envoie pas de chaleur, mais elle lui en envoie moins que les corps que sa présence vient cacher au thermomètre, et auxquels elle se substitue; alors le thermomètre, perdant autant et recevant moins, doit nécessairement s'abaisser. Si l'on veut augmenter cet effet, il suffit de mettre le thermomètre au foyer d'un miroir et le morceau de glace en avant; car, le thermomètre voyant la glace directement et par réflexion, l'effet sera le même que si l'on avait augmenté les dimensions du morceau de glace, ou que si on l'avait approché plus près du thermomètre. Cette expérience *de la réflection du froid* parut d'abord paradoxale; on essaya d'en tirer la preuve qu'il existe réellement des *rayons frigorifiques :* mais, l'on voit avec quelle simplicité elle s'explique, et comment elle devient une conséquence nécessaire des principes que nous avons développés.

§ 2. *Phénomènes généraux de la chaleur rayonnante dans les substances diathermanes.*

Ce que nous allons dire sur ce sujet est extrait en totalité des belles recherches qui ont été faites par M. Melloni, et qui sont publiées dans les *Annales de Chimie* et dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* (*depuis* 1833 *à* 1839). C'est, comme le dit M. Biot dans le rapport très remarquable qu'il en a fait à l'Académie des Sciences (*t.* 14), « un nouveau champ de découvertes que M. Melloni a exploité avec une sagacité, une adresse et une patience inimaginables. » Nous avons à regretter de ne pouvoir en donner ici qu'une idée très succincte.

482. *Des substances athermanes et diathermanes.*—Les substances qui arrêtent la chaleur rayonnante comme les corps opaques arrêtent la lumière sont appelées substances

athermanes : au contraire, les substances qui livrent passage à la chaleur rayonnante comme les corps diaphanes livrent passage à la lumière sont appelées substances *diathermanes*. Ainsi, l'air est un corps diathermane, et nous allons voir que les corps solides et liquides peuvent aussi avoir des diathermanéités différentes, suivant leur nature, leur épaisseur, l'état de leur surface, la nature de la chaleur qui se présente pour les traverser, etc.

483. *Tous les corps diaphanes ne sont pas également diathermanes, et tous les corps opaques ne sont pas également athermanes.* — L'appareil qui sert à ces expériences est le thermo-multiplicateur (*fig.* 346) dont nous avons déjà parlé page 412 : les sources de chaleur sont la lampe Locatelli *i;* la spire de platine *k*, portée au rouge par la combustion de l'alcool ; la plaque de cuivre noircie *l*, portée à 400° par une lampe à alcool; enfin le cube *q*, rempli d'eau bouillante, dont on maintient aussi la température au moyen d'une lampe. Ces sources constantes de chaleur se mettent tour à tour sur le support *e*, qui peut être approché ou éloigné de la pile; des écrans *o*, composés de deux feuilles minces de laiton, sont mobiles à charnière sur leur tige, et peuvent être abaissés ou relevés instantanément; enfin, des supports ayant des ouvertures de grandeur convenable sont destinés à recevoir les plaques des différents corps que l'on veut soumettre à l'expérience. Maintenant, si l'on essaie les diverses sources de chaleur, qu'on note les déviations impulsives correspondantes, pour en déduire les déviations définitives, et par suite l'expression des intensités, puis, qu'après cela on interpose sur le trajet de la chaleur successivement des lames *r* de sel gemme, d'alun, de verre noirci, de quartz très enfumé, etc., pour obtenir aussi les intensités correspondantes, on reconnaît, en les comparant aux premières : que le sel gemme laisse passer la presque totalité de la chaleur, quelle que soit la source; que l'alun n'en laisse jamais passer que une portion très petite, et d'autant plus petite que la tem-

pérature de la source est moins élevée; tandis que le verre noir et le quartz enfumé, qui sont assez opaques pour laisser voir à peine le disque du soleil, laissent passer une portion de chaleur beaucoup plus grande que l'alun, bien qu'elle soit décroissante aussi avec la température de la source.

Ainsi, le sel gemme est très diathermane, et l'est également pour toutes les sources; l'alun excessivement peu, et d'autant moins que la température de la source est moindre; le verre noir et le quartz enfumé ont une diathermanéité très étonnante si on la compare à leur opacité, mais elle diminue aussi avec la température de la source.

484. *La quantité de chaleur réfléchie perpendiculairement sur les deux faces d'une plaque diathermane est à peu près constante et égale à $\frac{1}{13}$ de la chaleur incidente.* — Si l'on représente par 100 l'intensité de chaleur qui tombe sur une plaque de sel gemme, l'intensité de celle qui passe est toujours 92,3, quelle que soit la source. Ainsi, la quantité absorbée ou réfléchie sur ses 2 faces est 7,8; ce qui donnerait bien environ $\frac{1}{13}$ s'il n'y avait pas d'absorption sensible. Or, des plaques d'un millimètre ou de plusieurs centimètres d'épaisseur donnant le même résultat, on est déjà porté à conclure qu'en effet le sel gemme n'atténue la chaleur que par réflection, et non par absorption.

Cette conclusion devient une certitude par les expériences suivantes.

On prend, d'une part, 1 plaque de verre de 8 millimètres d'épaisseur, et, d'une autre part, 6 plaques de verre pareil, la première de 2 millimètres, et les autres d'épaisseur variable, mais formant avec la première une épaisseur totale de 8 millimètres : l'intensité du faisceau transmis par la plaque de 8 millimètres est 23; celle du faisceau transmis par les 6 plaques est 15; l'absorption étant la même, l'affaiblissement dû au groupe de 6 est l'effet seul de la réflection. Pour déterminer ce qui appartient à la première et à la deuxième surface, on peut donc raisonner comme si l'absorption était nulle : soit i l'intensité du faisceau incident,

r, r' les proportions qui seraient réfléchies à la première et à la deuxième surface si l'intensité primitive était l'unité; l'intensité du faisceau qui tombe sur la deuxième surface du verre de 8 millimètres sera $i(1-r)$, et celle du faisceau transmis par cette deuxième surface $i(1-r)(1-r')$; c'est aussi l'intensité qui serait transmise par le premier verre du groupe de 6, mais il est facile de voir que l'intensité du faisceau transmis par le sixième verre de ce groupe après les six réflections extérieures et les six réflections intérieures serait définitivement $i(1-r)^6(1-r')^6$; le rapport de ces deux intensités est donc $(1-r)^5(1-r')^5$, qui est égal au rapport de 15 à 23 donné par l'expérience; on en déduit $(1-r)(1-r')=0,918$; par conséquent, la proportion réfléchie par une réflection extérieure et une intérieure est $1-0,918=0,082$, ou environ $\frac{1}{13}$, comme pour le sel gemme. Le cristal de roche taillé perpendiculairement à l'axe donne encore le même résultat. On peut donc tirer de là ces deux conséquences : 1° que le sel gemme n'absorbe qu'une proportion insensible de la chaleur qui le traverse; 2° que la réflection perpendiculaire sur la première et la deuxième surface d'une plaque de sel, de verre ou de quartz, ne s'exerce que sur $\frac{1}{13}$ de la chaleur incidente.

485. *Influence de l'épaisseur des plaques diathermanes et composition des flux de chaleur émis par différentes sources ou transmis par différentes plaques.*—Nous venons de constater ce fait remarquable que le sel gemme n'absorbe aucune portion sensible de chaleur rayonnante, du moins jusqu'à l'épaisseur de trois ou quatre centimètres; mais il est le seul corps qui possède cette diathermanéité absolue; toutes les autres substances absorbent des proportions plus ou moins grandes de chaleur, et ces absorptions varient avec l'épaisseur des plaques et la nature des sources calorifiques, suivant des lois très compliquées.

Voici le tableau des résultats que présentent à cet égard le verre, le cristal de roche limpide ou enfumé, l'huile de colza, et l'eau distillée.

ÉPAISSEUR EN MILLIMÈTRES.	VERRE DE SAINT-GOBIN.			CRISTAL DE ROCHE LIMPIDE.			CRISTAL DE ROCHE ENFUMÉ.			HUILE DE COLZA.		EAU DISTILLÉE.	
	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.	Cuivre à 400°	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.	Cuivre à 400°.	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.	Cuivre à 400°	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.	Lampe Locatelli.	Platine incandescent.
0.5	77.5	62.1	14.4	78.6	69.5	14.8	81.7	70.0	15.4	64.0	52.0	25.1	8.7
1.0	73.3	51.5	9.9	76.8	65.1	11.3	78.6	65.0	12.5	48.3	22.8	19.3	5.7
1.5	70.4	46.1	6.7	74.8	62.5	9.7	»	»	»	41.0	18.7	16.0	4.2
2.0	68.2	42.8	5.0	73.3	60.6	8.7	75.1	60.3	9.1	36.1	16.3	13.9	3.2
2.5	66.6	»	»	72.5	»	»	»	»	»	32.7	»	»	»
3	65.3	38.5	2.9	71.8	57.6	7.3	73.1	57.4	7.8	30.6	13.6	11.4	2.0
4	63.4	33.8	2.0	70.8	55.3	6.6	71.4	54.8	7.0	27.8	12.0	10.0	1.5
5	62.0	34.0	1.5	70.2	53.5	6.0	»	»	»	25.7	10.8	9.1	1.1
6	60.9	32.3	1.4	69.8	51.4	5.3	»	»	»	23.9	9.8	8.6	1.0
7	60.0	30.9	1.2	69.5	49.8	5.0	»	»	»	22.6	8.9	8.2	0.8
8	59.2	29.7	1.1	69.3	48.4	4.6	»	»	»	21.8	8.1	8.0	0.6
9	»	»	»	»	»	»	»	»	»	21.2	7.5	7.8	0.5
10	»	»	»	»	»	»	»	»	»	21.0	7.1	7.7	0.4
11	»	»	»	»	»	»	»	»	»	20.9	6.7	7.7	0.3
50	»	»	»	»	»	»	»	»	»	12.5	2.1	2.4	0.0
86	»	»	»	»	»	»	59.0	33.0	0.7	»	»	»	»
100	»	»	»	»	»	»	»	»	»	8.1	1.2	1.3	0.0
150	»	»	»	»	»	»	»	»	»	6.1	»	0.7	0.0
200	»	»	»	»	»	»	»	»	»	5.3	»	»	»

Tous les nombres contenus dans ce tableau ne sont pas les résultats immédiats de l'expérience, parce qu'il n'a pas toujours été possible d'opérer sur des épaisseurs exactes de $\frac{1}{2}$, $\frac{2}{2}$, $\frac{3}{2}$ millimètres, etc.; mais alors les nombres correspondant à ces épaisseurs ont été obtenus par des interpolations entre des nombres voisins.

Les expériences sur l'huile de colza ont été faites dans des tubes fermées par des plaques de sel gemme; mais, quand l'épaisseur de l'huile dépassait 3 millim., il était indifférent de fermer le tube avec du verre ou avec du sel.

Après avoir constaté que l'eau distillée agit sensiblement, comme l'eau salée, il a été facile de reconnaître qu'une couche d'eau, de 0 millimètre 3, produit le même effet, qu'elle soit enfermée dans des plaques de sel ou qu'elle le soit dans des plaques de verre.

Tous les résultats sont corrigés de la perte qui résulte des deux réflections extérieure et intérieure : l'intensité du faisceau incident étant représenté par 100, et il se réduit en réalité à 92,3 par l'effet de la réflection.

Pour les cinq substances, on voit que l'absorbtion est déjà très considérable pour une épaisseur de $\frac{1}{2}$ millimètre, et qu'elle est d'autant plus grande que la température de la source est moins haute.

L'absorption totale augmente d'abord rapidement avec l'épaisseur, mais elle semble tendre vers une limite, car, en ajoutant des épaisseurs considérables, le faisceau transmis conserve à peu près la même intensité; il en résulte que le flux de chaleur de chaque source est composé d'éléments très diversement absorbables : les uns n'exigeant que de très faibles épaisseurs pour être complètement absorbés; les autres exigeant des épaisseurs plus grandes; les autres, enfin, pouvant résister à l'absorption. Mais, cette composition de la chaleur rayonnante est variable avec la nature de la source qui la produit; les sources de basse température ayant, en général, une plus grande proportion d'élémens absorbables,

du moins quand l'absorption se fait par les substances comprises dans le tableau.

486. *Diatermansie* ou *thermanisme.*—Lorsqu'on examine la composition de la chaleur, non plus en elle-même et d'une manière absolue, mais d'une manière relative et par rapport aux milieux qu'elle traverse, on est conduit à cette conséquence importante, savoir : que l'action des corps diathermanes sur la chaleur est analogue, en général, à l'action que les corps transparens et colorés exercent sur la lumière. En effet, ce qui caractérise les milieux colorés, c'est d'exercer de préférence leur absorption sur telle ou telle couleur ; en sorte, par exemple, que, si un verre ne laisse passer que le rouge simple, un autre verre pareil qu'on mettrait derrière lui n'absorberait presque rien, tandis qu'un verre violet ne laisserait presque rien passer : si les verres colorés, au lieu de rendre simple la lumière qui les traverse, lui laissent au contraire des teintes composées, on obtient encore des résultats analogues, mais dont l'analyse est un peu plus compliquée. Nous allons voir qu'il en est de même des corps diathermanes. Examinons d'abord séparément les 5 substances du tableau précédent : dès que la chaleur en a traversé une épaisseur de 5 ou 6 millimètres, elle est *épurée* ou *thermanisée* pour chacune de ces substances ; non seulement elle devient plus apte à les traverser, mais elle n'éprouve plus de leur part que de très faibles absorptions ; si bien qu'une nouvelle épaisseur de la même substance agit alors sur le faisceau thermanisé presque comme le sel gemme agit sur toute espèce de chaleur, ou comme un verre rouge agit sur de la lumière colorée qui vient de traverser un autre verre rouge. Si maintenant sur un faisceau thermanisé par une substance on fait agir une autre substance diathermane, voici ce que l'on observe : le cristal de roche, par exemple, agit sur la chaleur qui vient de traverser le verre à peu près comme il agirait sur de la chaleur naturelle, c'est-à-dire qu'il en absorbe une partie considérable et que cette absorption

diminue rapidement à mesure que l'épaisseur augmente. Le verre agit de même sur la chaleur qui a traversé le cristal de roche ; ces deux substances agissent donc sur la chaleur comme deux verres colorés de nuances différentes agissent sur la lumière, bien entendu, toutefois, que l'un n'absorbe pas tout ce que l'autre laisse passer. C'est à cette propriété que possèdent les substances différentes de choisir dans la chaleur des élémens différens pour les absorber, que M. Melloni donne le nom de *diathermansie :* nous proposons de l'appeler simplement *thermanisme;* d'appeler *thermanisantes* les substances qui choisissent ainsi des rayons distincts pour les absorber de préférence ; et d'appeler chaleur *thermanisée* celle qui a été modifiée par les substances thermanisantes, comme on appelle lumière colorée celle qui a été modifiée par les substances colorantes. Ainsi, le sel gemme est diathermane, et non pas thermanisant, puisqu'il n'absorbe rien; et la chaleur qui l'a traversée reste chaleur naturelle, c'est-à-dire non thermanisée, puisqu'elle possède tous ses élémens absorbables. D'autres substances pourraient être moins diathermanes que le sel, sans être thermanisantes : il suffirait pour cela qu'elles absorbassent en même proportion tous les élémens divers de la chaleur naturelle. Enfin, toutes les sources ne donnent pas nécessairement de la chaleur qui doive être appelée chaleur naturelle; il peut y avoir des sources dont la chaleur soit thermanisée, comme il y a des flammes dont la lumière est colorée; les sources mêmes dont nous nous sommes servis sont dans ce cas, puisqu'une même substance thermanisante n'agit pas de la même manière sur les chaleurs qu'elles émettent. Il faudrait même se garder de conclure d'une manière absolue que la chaleur qui provient des sources les plus chaudes est toujours celle qui contient le moins d'élémens absorbables ; car, M. Melloni a constaté récemment que le sel gemme, convenablement enfumé à la flamme d'une bougie, absorbe en plus grande proportion la chaleur qui émane des sources les plus chaudes.

Enfin, tout semble indiquer qu'il n'y a réellement aucune lumière chaude, ni aucune chaleur lumineuse, car, en combinant convenablement des substances thermanisantes, comme par exemple, le verre vert et l'alun, on arrive à absorber presque toute la chaleur, sans presque atténuer l'éclat de la lumière, comme on parvient en sens contraire avec des verres noirs, ou du cristal de roche enfumé, à absorber presque toute la lumière du soleil, en laissant passer une proportion considérable de sa chaleur.

Nous ajouterons encore que, dans les combinaisons ou superpositions des substances thermanisantes, l'effet produit doit être indépendant de l'ordre de superposition ; ce qui est confirmé par l'expérience.

487. *Réfraction de la chaleur.*—On dispose sur un support un prisme de sel gemme (*fig.* 350), et, à quelque distance, une lampe Locatelli ; on cherche la direction du faisceau lumineux émergent, lorsque la déviation est minimum (381); cela fait, on place des écrans et l'on dispose l'axe de la pile sur la direction des rayons réfractés par le prisme; alors l'aiguille du thermo-multiplicateur est déviée dès qu'on baisse les écrans; et elle est encore déviée dans le même sens lorsqu'à la lampe on substitue la spire de platine, la plaque de cuivre à 400°, ou même le petit cube rempli d'eau bouillante; puis elle cesse de l'être si l'on tourne un peu la pile pour la faire sortir du faisceau réfracté. Donc, les chaleurs de ces diverses sources sont réfractées par le sel gemme, et leur indice de réfraction n'est pas très différent de l'indice de réfraction de la lumière.

En opérant sur la lumière du soleil avec un prisme de sel qui donne un spectre bien étalé, on peut étudier la vraie composition de la chaleur solaire; on démontre ainsi qu'elle contient des éléments de réfrangibilités très différentes, les uns étant aussi réfrangibles que la lumière violette, et les autres beaucoup moins réfrangibles que la lumière rouge; de telle sorte que le maximum d'effet du spectre calorifique se

trouve au-delà du rouge; on démontre encore qu'en général, les substances thermanisantes absorbent de préférence les rayons les moins réfrangibles, et laissent passer les plus réfrangibles. Or, comme elles absorbent aussi de préférence la chaleur des sources les moins chaudes, il en résulte qu'en élevant la température d'une source, on augmente la proportion des rayons calorifiques les plus réfrangibles.

On comprend que les spectres solaires produits avec des prismes de diverses substances ne peuvent pas offrir la même distribution de la chaleur, puisque ces substances absorbent des éléments différents; cette remarque suffit sans doute pour expliquer les divers résultats que les physiciens avaient obtenus avant que M. Melloni eût posé les principes du thermanisme.

Une autre conséquence de la réfrangibilité de la chaleur, pareillement confirmée par l'observation, est la réflexion totale qu'elle éprouve sur la seconde surface d'un prisme de sel gemme lorsque l'incidence atteint une limite convenable.

488. *Polarisation de la chaleur.* — Aux deux extrémités d'un tube semblable à celui de la figure 304 on dispose, sur leurs montures, des piles de plaques formées avec huit ou dix lames de mica très minces, dont les axes de polarisation soient bien parallèles. En avant de ce tube est la source de chaleur, placée au foyer d'une lentille de sel gemme de telle sorte que le faisceau émergent, composé de rayons parallèles, vienne traverser successivement les deux piles de plaque; la pile thermo-électrique est disposée à son tour pour recevoir l'impression de la chaleur transmise. On peut faire varier l'inclinaison des plaques sur l'axe du tube, qui est aussi celui du faisceau de chaleur, et en faisant tourner la monture de la dernière plaque on peut, en lui conservant son obliquité, mettre son plan de réfraction parallèle ou perpendiculaire au plan de réfraction de la première. Ces deux positions doivent donner des rayons transmis très inégaux, si la chaleur est réellement polarisée en traversant les piles de

plaques. Or, l'expérience démontre cette inégalité, comme on le voit par le tableau suivant.

Inclinaison des piles sur la direction des rayons. — Piles de 10 lames.	TRANSMISSIONS CALORIFIQUES lorsque les plans de réfractions sont: Parallèles. Arcs d'impulsion	Parallèles. Forces.	Perpendiculaires. Arcs d'impulsion	Perpendiculaires. Forces.	Quantité de chaleur polarisée sur 100 rayons transmis dans le cas du parallelisme des plans de réfraction.
45°	29°8	26.5	17°2	14.9	43.7
43	31.4	28.5	16.5	14.3	49.8
41	33.3	30.2	15.4	13.3	56.0
39	35.2	31.6	14.0	16.2	61.6
37	36.5	32.5	12.3	10.8	66.9
35	36.9	32.9	10.6	9.3	71.9
33	36.7	32.8	9.0	7.8	76.3
31	33.8	30.8	7.0	6.1	80.3
29	30.9	28.0	5.3	4.6	83.6
27	27.9	24.3	3.8	3.3	86.6
25	23.2	19.9	2.4	2.1	89.2
23	17.7	15.3	1.6	1.4	91.1

Nous avons choisi cette série parmi beaucoup d'autres contenues dans le Mémoire de M. Melloni, et qui toutes conduisent aux mêmes résultats. Ce qui permet de conclure que la proportion de chaleur polarisée augmente avec l'obliquité, mais qu'avec un assez grand nombre de lames dans les piles de plaques elle atteint un *maximum* qu'elle conserve pour les obliquités plus grandes, l'inclinaison où commence le *maximum* étant d'autant plus grande qu'il y a plus de lames.

M. Forbes, qui a fait aussi des expériences intéressantes sur ce sujet, avait pensé que la proportion de chaleur polarisée augmente avec la température de la source ; mais M. Melloni démontre que cette conséquence n'est pas conforme aux faits, et que, s'il paraît en être ainsi quand on emploie des tourmalines, cela tient à leurs couleurs diverses et à leur thermanisme différent.

§ III. *Lois du refroidissement, quantités de chaleur émises, et conditions générales de l'équilibre de température.*

Depuis Newton, qui, le premier, a posé quelques principes sur le refroidissement des corps, les plus habiles physiciens ont fait des expériences et des recherches mathématiques sur ce sujet. Cependant, la question restait enveloppée de difficultés insurmontables, et l'on n'avait fait que quelques pas incertains vers sa solution quand Dulong et Petit parvinrent à la résoudre d'une manière complète; leur travail, qui fut couronné par l'Académie des Sciences en 1818, est un modèle d'exactitude et d'invention que les jeunes physiciens ne peuvent étudier avec trop de soin.

489. *Loi du refroidissement dans le vide.*—Pour faire les observations sur le refroidissement et pour en déterminer les lois, Dulong et Petit ont employé les procédés suivans : *a* (*fig.* 358), vase de cuivre rempli d'eau que l'on maintient à une température constante par l'agitation et par un renouvellement convenable; *b*, ballon de cuivre de 30 centimètres de diamètre noirci en dedans, et suspendu au milieu du bain où il est retenu par les traverses *c* ; *d*, obturateur de verre épais dont les deux faces sont planes; l'une de ces faces s'applique sur les bords larges et bien dressés du ballon, l'autre reçoit le gros tube de verre *e*, comme la platine de la machine pneumatique reçoit une cloche; ce tube ou plutôt cette cloche *e* est munie d'un robinet *f*; *g*, tube de plomb faisant communiquer le ballon à la machine pneumatique dont on a seulement figuré la platine *h* ; *k*, tube de chlorure de calcium destiné à dessécher le gaz qui vient de la grande cloche *l* dans le ballon, lorsqu'on veut observer le refroidissement dans les différens gaz. Les corps que l'on soumet au refroidissement sont de gros thermomètres à réservoir sphérique, l'un ayant 3 centimètres et l'autre 6 centimètres de diamètre ; leurs tubes sont très fins dans toute la longueur qui doit être enfermée dans le ballon, mais la partie supé-

rieure est large, afin que la dilatation correspondante à 1° n'y occupe pas plus de 1 millimètre et demi. Ces thermomètres sont fixés par un bouchon dans l'obturateur *d*, et s'enlèvent avec lui : on les porte à 100, 200, 300°, en les chauffant avec les précautions qui sont indiquées dans la figure 359.

Lorsqu'ils sont arrivés à la température convenable, on les porte rapidement dans le ballon; on pose la cloche *e* sur l'obturateur; on fait le vide rapidement et, quelques instans après, on note le *zéro* du temps et la température correspondante du thermomètre soumis au refroidissement: l'excès de cette température sur celle de l'enceinte est l'excès initial ; puis, le refroidissement continuant, on observe les excès de température à des instans plus ou moins rapprochés, en lisant toujours sur le chronomètre l'instant précis qui correspond à l'excès observé. On obtient ainsi pour chaque expérience, une longue série de résultats, et la loi du refroidissement doit établir la relation mathématique qui les enchaîne. Newton avait admis que la loi du refroidissement pouvait être exprimée par la relation

$$t = c\,b_z\,,$$

c étant l'excès initial, *z* le temps écoulé, *t* l'excès de température correspondant, et *b* une constante particulière variable d'un corps à un autre. La vitesse *v* de refroidissement n'étant autre chose que le rapport qui existe entre l'abaissement de température dans un temps très court et ce temps lui-même, ou le coefficient différentiel de l'excès de température par rapport au temps, on déduit de la loi de Newton :

$$v = t \log.\ b;$$

c'est-à-dire que les vitesses seraient proportionnelles aux excès de température.

Mais, il est facile de reconnaître que ces formules, qui représentent assez bien les expériences quand les excès ne dépassent pas 20 ou 30°, deviennent tout-à-fait insuffisantes

et inexactes pour des excès de température un peu considérables.

Dulong et Petit les ont donc modifiées pour calculer leurs résultats; ils ont adopté :

$$t = c\, b^{mz+nz^2}$$

pour la formule qui lie les excès au temps, et par suite

$$v = t\,(m + 2nz)\log. b$$

pour la formule qui lie les vitesses aux excès.

Alors, pour mettre à l'épreuve ces nouvelles formules, on prend dans la série des résultats, qui composent, comme nous venons de le voir, une observation de refroidissement, trois excès qui ne soient pas trop éloignés l'un de l'autre et les trois temps correspondans, et, en les substituant dans la première formule avec l'excès initial c, on a trois équations pour calculer les trois constantes b, m, n. Ces constantes calculées, on les substitue dans la deuxième formule qui donne ainsi la vitesse v pour tous les excès intermédiaires compris entre les trois résultats qui ont servi à déterminer les constantes. Si les trois résultats choisis dans la série sont trop éloignés l'un de l'autre, on s'assure aisément que la première formule ne représente pas avec exactitude les résultats de l'observation. Ainsi, après avoir calculé les vitesses pour le premier cinquième de la série, par exemple, on fait une nouvelle détermination des constantes par trois résultats choisis dans le second cinquième, etc. On comprend que, en procédant de la sorte, on arrive à obtenir des vitesses très exactes pour toute l'étendue de chaque série : ce sont ces vitesses que nous appellerons *vitesses observées*, parce qu'en effet elles se déduisent immédiatement de l'observation.

Voici maintenant les résultats qui ont été obtenus pour cinq séries faites avec le même thermomètre, ayant la même surface vitrée, les mêmes excès sur la température de l'enceinte, mais l'enceinte elle-même ayant des températures

différentes pour chaque série, savoir, 0 pour la première, 20° pour la deuxième, etc.

EXCES de température du thermomètre, surface vitreuse.	VITESSE DE REFROIDISSEMENT.				
	l'enceinte à 0°.	l'enceinte à 20°.	l'enceinte à 40°.	l'enceinte à 60°.	l'enceinte à 80°.
240°	10°,69	12°,40	14°,35	»	»
220	8,81	10,41	11,98	»	»
200	7,40	8,58	10,01	11,64	13,45
180	6,10	7,04	8,20	9,55	11,05
160	4,89	5,67	6,61	7,68	8,95
140	3,88	4,57	5,32	6,14	7,19
120	3,02	3,56	4,15	4,84	5,64
100	2,30	2,74	3,16	3,68	4,29
80	1,74	1,99	2,30	2,73	3,19
60	»	1,40	1,62	1,88	2,17

On voit que, pour le même excès, la vitesse de refroidissement n'est pas indépendante de la température de l'enceinte; cette vitesse croît rapidement à mesure que la température de l'enceinte s'élève : dans l'enceinte, à 8°, par exemple, elle est presque double de ce qu'elle est dans l'enceinte à 0. De plus, il est facile de reconnaître que le rapport des vitesses de deux séries est constant pour tous les excès, et que, si on le représente par r en comparant la deuxième série à la première, il devient r^2 en comparant la troisième à la première, r^3 et r^4 en comparant de même la quatrième et la cinquième à la première. Ainsi, quand la température de l'enceinte croît en progression arithmétique dont la raison est 20°, la vitesse de refroidissement croît en progression géométrique dont la raison est r, la valeur de r étant 1,165.

C'est ce résultat fondamental qui a conduit Dulong et Petit à la vraie loi du refroidissement.

Remarquons, en effet, que la vitesse que donne l'observation n'est autre chose que la différence entre la *vitesse absolue* de refroidissement que le corps éprouverait s'il ne re-

cevait rien et la *vitesse de rechauffement* que lui donne l'enceinte par la chaleur qu'elle lui renvoie. Or, à l'équilibre, la vitesse de réchauffement communiquée par l'enceinte étant égale à la vitesse absolue de refroidissement du corps, et l'équilibre s'établissant ainsi à toute température, il en résulte évidemment que ces deux vitesses contraires sont soumises à la même loi, et que cette loi ne peut différer de celle que nous venons de constater pour la vitesse observée.

Soit donc m la vitesse absolue de refroidissement du corps pour la température 0, $m a^{t+\theta}$ sera sa vitesse pour la température $t+\theta$. Soit k la vitesse absolue de refroidissement de l'enceinte supposée à la température 0, c'est-à-dire celle qui aurait lieu si le calorique, au lieu de sortir d'un point de sa paroi pour aller tomber sur un autre, était détruit ou absorbé à l'instant même où il sort : toute cette chaleur, partie de tous les points de l'enceinte, n'arrive pas au corps; en réalité, il n'en reçoit et n'en absorbe qu'une partie qui est capable de lui donner une vitesse de réchauffement égale à m. A la température θ, l'enceinte aurait une vitesse absolue de refroidissement $k a^{\theta}$, et la vitesse de réchauffement que le corps en recevrait serait alors $m a^{\theta}$. Ainsi, en définitive, quand l'enceinte est à la température θ et le corps à la température $t+\theta$, sa vitesse réelle de refroidissement v est égale à $m a^{t+\theta}; -m a^{\theta}$, d'où :

$$v = m a^{\theta} (at - 1),$$

qui est la véritable expression de la loi du refroidissement.

Pour la vérifier par l'expérience, il suffit de prendre les séries que nous avons rapportées ou d'autres pareilles, de déterminer d'abord a et m, et ensuite, en substituant à t les divers excès observés, d'en déduire les valeurs de v correspondantes, pour comparer ces *vitesses calculées* à celles qui résultent de la formule $v = (m + 2nz)$, log. b, et du fractionnement des séries, et que nous avons appelées *vitesses observées*.

D'abord a s'obtient aisément, puisque nous avons vu qu'en faisant croître de 20° la température θ de l'enceinte le rapport r des vitesses était 1,165; il en résulte $a^{20}=1,165$, et $a=1,0077$; de plus, en comparant d'autres séries obtenues avec d'autres corps refroidissans, on retombe toujours sur cette même valeur numérique de a: ce qui permet de conclure que dans la loi du refroidissement la valeur de a est complètement indépendante de la nature des corps.

Ensuite, pour avoir m, on substitue pour v, a, θ et t, quelques unes des valeurs prises dans les séries; on prend la moyenne des résultats auxquels elles conduisent pour m, qui reste alors la seule inconnue. Les séries que nous avons rapportées donnent ainsi $m=2,037$, et toutes les séries que l'on pourra faire avec le même instrument conduiront à la même valeur: mais, cette valeur change en passant d'un corps refroidissant à un autre.

Dans la loi du refroidissement, a est donc une constante absolue, et m la constante qui caractérise le corps soumis au refroidissement. Mais, pour un même corps dont on change seulement la surface, les vitesses étant évidemment proportionnelles aux quantités de chaleur perdues, et par conséquent aux pouvoirs émissifs, il en résulte que la valeur de m est elle-même proportionnelle au pouvoir émissif du corps qui se refroidit.

Quand l'excès t n'est pas très considérable, on peut, dans le développement de a^t, négliger le terme $\frac{1}{5}(t\,l'a)^2$ et les suivans, et l'on a alors :

$$v=m\,a^{\theta}\,l'a.\,t,$$

c'est-à-dire que dans ce cas la vitesse de refroidissement est proportionnelle à l'excès de température, conformément à la loi de Newton. Mais, il est facile de voir que cette loi ne peut pas être exacte pour des excès de température qui dépassent 20 ou 30°; car, le logarithme décimal de a étant 0,0033313, et son logarithme népérien 0,0076676; pour $t=30$, $\frac{1}{2}(t\,l'a)^2$

est à peu près $\frac{1}{40}$; d'où il suit qu'en suivant la loi de Newton l'on commettrait sur la vitesse une erreur plus grande que $\frac{1}{40}$ de sa valeur : pour un excès de 50°, l'erreur serait de plus de $\frac{1}{10}$.

L'expression générale de la vitesse de refroidissement étant connue, et cette expression n'étant autre chose que le coefficient différentiel de la variation de température par rapport au temps, il est facile, par une intégration très simple, de passer de *la loi de la vitesse à la loi du temps*. Mais, nous devons nous borner ici à donner cette loi du temps comme un résultat du calcul; elle est exprimée par la formule suivante :

$$z = \frac{1}{m a^{\theta} \log. a} \log. \left\{ \frac{a_t}{a_s} \frac{a^s - 1}{a^t - 1} \right\} :$$

m, a, θ et t, désignent les mêmes choses que dans la loi de la vitesse ; s représente l'excès initial, c'est-à-dire l'excès de température pour lequel le temps est o, et à partir duquel, par conséquent, le temps z doit être compté.

Cette formule, n'étant qu'une conséquence nécessaire de celle de la vitesse, se trouve indirectement vérifiée par la vérification de la première : cependant, si l'on voulait en tirer des vérifications directes, il suffirait de déterminer les constantes m et a, d'y substituer les excès t, et d'en déduire les valeurs des temps z, pour les comparer à ceux de l'observation.

490. *Loi du refroidissement dans les gaz.* — Lorsqu'un corps est soumis au refroidissement dans une enceinte remplie de gaz, il perd sa chaleur par deux causes, par le rayonnement et par le contact du gaz lui-même, dont les courans se renouvellent avec plus ou moins d'activité. Pour démêler l'influence de ces deux causes, Dulong et Petit ont fait d'abord diverses séries d'expériences avec le même thermomètre, mais en donnant à sa surface des pouvoirs émissifs très différents, par exemple, en la laissant vitrée et en la recou-

vrant de feuilles d'argent. Or, si des vitesses observées dans les gaz on retranche les vitesses observées dans le vide, on retrouve identiquement les mêmes résultats, quel que soit l'état de la surface; il est donc permis de conclure que ces résultats identiques expriment réellement la vitesse due au contact du gaz lui-même, et qu'ainsi ces vitesses sont tout à fait indépendantes de l'état de la surface des corps.

Ce principe fondamental une fois établi, il devient facile de déterminer les vitesses de refroidissement dans tous les gaz à des pressions et à des températures différentes, puisqu'il suffit d'avoir la constante m du thermomètre, de calculer ses vitesses de refroidissement dans le vide, et de les retrancher des vitesses observées dans le gaz. C'est en procédant de la sorte que Dulong et Petit ont trouvé, pour l'expression v' de la vitesse de refroidissement due au contact seul d'un fluide élastique n'ayant d'autre mouvement que celui qui résulte des courans produits par les différences de température,

$$v' = g.h^c.t_b:$$

b est le même pour tous les thermomètres et pour tous les gaz, et égal à 1,233; c est le même aussi pour tous les thermomètres, mais il varie d'un gaz à un autre: il est égal à 0,45 pour l'air, à 0,38 pour l'hydrogène, à 0,517 pour l'acide carbonique, et à 0,501 pour le gaz oléfiant; h est l'élasticité du gaz; t est l'excès de température; g est un coefficient qui change avec la nature du gaz et aussi avec la nature du corps soumis au refroidissement.

491. *Equilibre d'un thermomètre dans une enceinte dont toutes les parties ne sont pas à la même température.* — Soit 1 la surface totale de l'enceinte sphérique, k la portion de cette enceinte qui se trouve à la température s, et $1-k$ la portion qui est à la température θ; nous admettons, pour plus de simplicité, que leur pouvoir réfléchissant est nul: au centre de cette enceinte, le thermomètre devra, pour l'é-

quilibre, prendre au dessus de θ une température inconnue t, qu'il s'agit de déterminer.

Sa température étant $t+\theta$, sa vitesse absolue de refroidissement est $m\,a^{t+\theta}$; mais, de la part de la portion $1-k$ de l'enceinte, il reçoit une vitesse de réchauffement $m\,(1-k)a^{\theta}$, et, de la part de la portion k, une vitesse de réchauffement $m\,k\,a^{s}$; sa vitesse définitive de refroidissement est donc :

$$m\,a^{t+\theta}-m(1-k)\,a^{t}-m\,k\,a^{s}.$$

Pour l'équilibre, il faut que cette vitesse soit nulle ; ce qui donne pour déterminer t la relation :

$$a^{t}=1+k\,(a^{s}-1).$$

Au lieu d'être sphérique, l'enceinte peut être cylindrique seulement ; il faut alors évaluer k convenablement.

C'est d'après ce principe que j'ai déterminé en 1824 la température des corps par leur rayonnement, et la température du globe du soleil ; les enceintes étaient fermées avec du verre : on se dispenserait de correction en les fermant avec du sel gemme.

492. *Expression de la quantité totale de chaleur émise par les corps.* (*Extr. de mon Mém., Comptes rendus de l'Académie* 1838.)—Un corps, dont le pouvoir émissif est f et dont la température est $t+\theta$, émet dans l'unité de temps par l'unité de surface une quantité totale de chaleur e, qui est exprimée par la formule :

$$e=g.\,f.\,a^{t+\theta}.$$

g étant une constante commune à tous les corps sans distinction, sa valeur est 1,146, lorsqu'on prend le centimètre carré pour unité de surface et la minute pour unité de temps ; a est toujours égal à 1,0077.

Supposons, en effet, ce corps sphérique, d'une surface s, au centre d'une enceinte pareillement sphérique, d'une surface s', ayant une température θ et émettant par l'unité de surface dans l'unité de temps une quantité de chaleur e', son

pouvoir émissif étant total et égal à 1. La quantité de chaleur émise par le corps est es, celle qui est émise par l'enceinte est $e's'$, dont le corps reçoit $e's' \sin.^2\omega$, et absorbe $e'f's' \sin.^2\omega$.

La perte réelle du corps en quantité de chaleur est donc : $es - e'fs' \sin.^2\omega$; ou $es - e'sf = s(e - e'f)$; ou enfin, en mettant pour e sa valeur précédente et pour e' sa valeur ga^θ, puisque pour l'enceinte $f = 1$,

$$sgf(a^{t+\theta} - a^\theta).$$

Soit maintenant p le poids du corps, et c sa capacité pour la chaleur : pour chaque unité de chaleur qu'il perd sa température s'abaisse de $\frac{1}{cp}$; par conséquent, pour la perte de chaleur précédente, son abaissement de température dans l'unité de temps ou sa vitesse de refroidissement sera :

$$\frac{sgf}{cp}.(a^{t+\theta} - a^\theta).$$

Pour que cette formule coïncide avec celle de Dulong et Petit, il suffit de faire :

$$m = \frac{sgf}{cp}.$$

Or, la valeur de m étant en effet en raison directe de la surface du corps et de son pouvoir émissif, et en raison inverse de son poids et de sa capacité, il faut bien que l'expression de e soit rigoureuse.

C'est d'après les valeurs de m, f, c et p, tirées des expériences de Dulong et Petit, que l'on conclut $g = 1,146$.

Il est facile de voir aussi qu'un corps qui perdrait sa chaleur sans en recevoir, mettrait, pour tomber de la température s à la température t, un nombre z de minutes exprimé par la formule :

$$z = \frac{c.p}{s.g.f.\log.a}.\left(\frac{a^{s-t} - 1}{a^s}\right).$$

269. *Equilibre de température des corps protégés par une enveloppe diathermane* (*Extr. de mon Mém., Comptes ren-*

dus de l'Académie, 1838). — Soit s, s'', s', les surfaces d'un corps, d'une enveloppe diathermane et d'une enceinte concentrique et sphérique, l'enveloppe est entre le corps et l'enceinte; soit e, e'', e', les quantités de chaleur émises dans l'unité de temps par l'unité de chacune des trois surfaces; soit b le pouvoir absorbant que l'enveloppe diathermane exerce sur la chaleur émise par le globe, et b' le pouvoir absorbant qu'elle exerce sur la chaleur émise par l'enceinte.

Dans l'unité de temps, le globe émet une quantité de chaleur es : une portion bes est absorbée par l'enveloppe, et une portion $(1-b)\,es$ traverse l'enveloppe pour arriver à l'enceinte.

L'enceinte émet une quantité de chaleur $e's'$; une portion $e's'\sin.^2\omega$ tombe sur l'enveloppe diathermane (ω est le demi-angle sous lequel l'enceinte voit l'enveloppe); celle-ci en absorbe une portion $e's'b'\sin.^2\omega$, et en laisse passer une portion $e's'(1-b)\sin.^2\omega$.

L'enveloppe émet une quantité de chaleur $e''s''$ vers le globe, et une quantité de chaleur égale vers l'enceinte.

La somme des quantités de chaleur que perd l'enveloppe est égale à la somme des quantités de chaleur qu'elle reçoit; ce qui donne une première équation :

$$2e''s''=bes+b'e's'\sin.^2\omega.$$

On a de même pour le globe et pour l'enceinte deux autres équations qui reproduisent la première :

$$es=e''s''+(1-b')\,e's'\sin.^2\omega,$$
$$e's'\sin.^2\omega=e''s''+(1-b)\,es.$$

En supposant que l'enveloppe diathermane ait peu d'épaisseur, et que son rayon excède peu celui du globe, comme il arrive pour l'atmosphère autour de la terre, on a $s=s''=s'\sin.^2\omega$, et les deux équations précédentes deviennent

$$e=e''+(1-b')\,e',$$
$$e'=e''+(1-b)\,e.$$

Si l'on en tire les valeurs de $\frac{e}{e'}$, $\frac{e}{e''}$, $\frac{e'}{e''}$, et si on les égale aux valeurs de $\frac{e}{e'}$, $\frac{e}{e''}$, $\frac{e'}{e''}$, déduites des relations

$$e=g.a^t;\ e'=g.a^{t'};\ e''=g.f''a^{t''},$$

qui existent en vertu du théorème précédent, lorsqu'on désigne par t, t'', t', les températures du globe, de l'enveloppe et de l'enceinte, et qu'on suppose le pouvoir émissif de l'enveloppe égal à f'' et les deux autres égaux à l'unité, on arrive enfin aux expressions :

$$a^{t-t'} = \frac{2-b'}{2-b},$$

$$a^{t-t''}=f''.\frac{2-b'}{b+b'-bb'},$$

$$a^{t'-t''}=f''.\frac{2-b'}{b+b'-bb'},$$

qui donnent, dans tous les cas possibles, les différences de températures voulues par les conditions d'équilibre, entre le globe et l'enceinte, le globe et l'enveloppe, l'enceinte et l'enloppe. On voit que ces différences dépendent essentiellement des valeurs relatives de b et de b', c'est-à-dire des valeurs relatives des pouvoirs absorbans que l'enveloppe diathermane exerce sur la chaleur du globe et sur celle de l'enceinte.

Ce théorème général, qui pourrait d'ailleurs s'étendre à plusieurs enveloppes, complète les conditions d'équilibre qui s'établissent par voie de rayonnement.

§ IV. *Conducibilité des corps pour la chaleur.*

494. La *conducibilité* est la propriété dont jouissent les corps, d'absorber la chaleur et de la répandre dans leur masse. On distingue la *conducibilité extérieure* ou la *pénétrabilité*, et la *conducibilité propre* ou la *perméabilité*. Par sa pénétrabilité, un corps laisse le calorique passer de sa surface à la surface d'un corps contigu, ou *vice versâ*; par sa

perméabilité, il laisse le calorique passer d'un point à un autre de sa masse. Par exemple, une barre de fer étant plongée par une de ses extrémités dans un bain de plomb fondu, on sait que la chaleur gagne peu à peu sur la longueur de la barre, et qu'à la fin elle se fait sentir jusqu'à une grande distance. Or, la quantité de chaleur qui entre par une étendue donnée de la partie plongée dépend de la pénétrabilité; et celle qui passe d'une section à la section suivante dépend de la pénétrabilité et de la perméabilité, car elle dépend des pertes qui se font à l'extérieur par la surface libre, et de la facilité avec laquelle le calorique se propage d'une molécule du fer à la molécule suivante.

495. *Conducibilité des solides.* — Lorsqu'on veut simplement constater l'inégale conducibilité des différens corps, on peut se servir de l'appareil d'Inghenouz (*fig.* 351). Cet appareil se compose d'une petite caisse *a*, en cuivre, sur un des côtés de laquelle on fixe perpendiculairement de petits cylindres *c*, de diverses substances, de même diamètre, dont chacun est recouvert d'une couche de cire. En versant dans la caisse de l'eau bouillante ou de l'huile très chaude, la chaleur pénètre dans les cylindres et fait fondre la cire qui les recouvre : pour les uns, la cire fond jusqu'à une grande distance de la caisse, ce sont les meilleurs conducteurs ; pour les autres, elle ne fond qu'à quelques lignes de distance, ce sont les mauvais conducteurs.

Mais, lorsqu'on veut apprécier les rapports numériques des conducibilités des différents corps, il faut avoir recours à d'autres considérations et à d'autres expériences. D'abord on démontre, par le calcul (*Voy. les Traités de Fourier et de M. Poisson*), que, si une barre cylindrique ou prismatique ayant une section *a*, un contour *e*, une *conducibilité extérieure h*, et une *conducibilité intérieure k*, se trouve plongée par une de ses extrémités dans une source de température constante, et qu'elle ait eu le temps de se mettre en équilibre, l'air qui l'enveloppe étant lui-même maintenu à une tempé-

rature constante plus basse que celle de la source, il y a alors, entre l'excès de température z de l'une de ses sections et la distance d de cette section à la source, une relation particulière exprimée par l'équation :

$$z = m r^{-d} + n r^{d}.$$

m et n sont deux constantes ; la valeur de r est donnée par $r = e^{b}$; e est la base des logarithmes népériens; et $b = \frac{ch}{ak}$.

D'après la forme de cette équation, il est facile de démontrer, par de simples substitutions, que, si l'on considère dans la barre diverses sections dont les distances à la source, exprimées par $d_1, d_2, d_3 \ldots$ croissent en suivant une progression arithmétique dont la raison soit i, les excès de température correspondans z_1, z_2, z_3, jouiront de cette propriété : que, si l'on fait la somme de deux quelconques de rangs impairs consécutifs, et qu'on la divise par celui de rang pair qui les sépare, on aura toujours le même quotient ; qu'il en serait de même de deux de rangs pairs, divisés par celui de rang impair qui les sépare ; c'est-à-dire que l'on a toujours :

$$\frac{z_1 + z_3}{z_2} = \frac{z_2 + z_4}{z_3} = \frac{z_3 + z_5}{z_4},$$

et la valeur de ce quotient est $r^{-i} + r^{i}$ ou $e^{-bi} + e^{bi}$.

Cette propriété a été en effet vérifiée par M. Despretz sur quelques métaux bons conducteurs, comme le cuivre et le fer ; M. Despretz procédait de la manière suivante : la barre métallique de 21 millimètres de côté était disposée horizontalement (*fig.* 352) ; de décimètre en décimètre elle portait un trou rempli de mercure, de 6 millimètres de diamètre et de 14 millimètres de profondeur ; c'est là qu'étaient plongés les thermomètres d'observation ; l'extrémité de la barre était chauffée par la flamme d'un quinquet ; il fallait deux ou trois heures pour que l'équilibre pût s'établir ; le nombre des thermomètres était de 6. Voici le résultat de l'expérience pour le cuivre.

Distance des thermomètres.	Excès de température.	Quotients de deux excès par un excès interméd.	Quotient de deux excès consécutifs.
100mm.	66°4	. . . . .	1.4
200	46.3	2.14.	1.4
300.	32.6	2.15.	1.4
400.	24.5	2.11.	1.4
500.	18.6	2.17.	1.4
600.	16.2	. . . . .	1.4

ce qui confirme avec assez d'exactitude la propriété dont il s'agit; mais pour les corps moins bons conducteurs, comme le zinc, l'étain et le plomb, cette propriété cesse de se confirmer aussi exactement : pour le marbre, l'écart est tel que l'un de ces quotients est triple de l'autre; et pour les corps moins bons conducteurs que le marbre, comme la porcelaine et la terre cuite, l'écart est encore plus grand.

Les substances pour lesquelles *le quotient de la somme de deux excès par l'excès intermédiaire est constant* sont les seules dont on puisse déterminer la conducibilité par des expériences de cette nature. On y parvient alors de la manière suivante : on choisit des barres de même dimension, on les enduit d'une couche de vernis pour qu'elles perdent également et par le rayonnement et par le contact de l'air, et on espace les thermomètres d'observation de la même manière. Dans ces circonstances, a, e, h et i, sont les mêmes. Soit $2q$ le quotient pour l'une des substances ayant une conducibilité k, et $2q'$ pour une autre ayant une conducibilité k', on aura pour la première et pour la deuxième :

$$e^{-bi} + e^{bi} = 2q;\ e^{-b'i} + e^{b'i} = 2q'.$$

On en tire aisément :

$$e^{bi} = q + \sqrt{q^2 - 1};\ e^{b'i} = q' + \sqrt{q'^2 - 1};$$

et par conséquent :

$$b^2 = \{\log.(q + \sqrt{q^2 - 1})\}^2;\ b'^2 = \{\log.(q' + \sqrt{q'^2 - 1}\}^2;$$

d'où $\dfrac{k}{k'} = \left\{\dfrac{\log.(q' + \sqrt{q'^2 - 1})}{\log.(q + \sqrt{q^2 - 1}}\right\}^2.$

On démontre pareillement, par le calcul, que, quand la

barre a une grande largeur, la relation entre l'excès de température z d'une section et la distance d de cette section se réduit à

$$r = sr^{-d},$$

La constante de l'autre terme r^d ou e^{bd} devant être nulle, puisque sans cela ce terme aurait une valeur infinie pour d infini i, ce qui ne peut pas être : l'excès de température, pour cette section placée à une distance infinie de la source, devant, au contraire, être égal à zéro ; dans ce cas, s est l'excès de la température de la source elle-même sur la température ambiante, puisque $d = 0$ donne $z = s$.

Il en résulte que, *les distances à la source croissant en progression arithmétique, les excès correspondans croissent en progression géométrique.* Ces distances étant en effet d_1, d_2, d_3...., avec $d_2 - d_1 = i$, $d_3 - d_2 = i$, etc., et les excès correspondans étant z_1, z_2, z_3, etc., on aura évidemment :

$$\frac{z_1}{z_2} = \frac{z_2}{z_3} = \frac{z_3}{z_4} = r^i = e^{bi},$$

C'est aussi ce qui se trouve vérifié par les expériences déjà citées de M. Despretz. Cette égalité des quotients des excès consécutifs entraîne elle-même celle de la somme de deux excès par l'excès intermédiaire, car les égalités précédentes donnent évidemment :

$$\frac{z_3 + z_1}{z_2} = \frac{z_4 + z_2}{z_3} = \text{etc.}$$

Si l'on représente par g l'un des quotiens précédens, on aura $e^{bi} = g$. Pour une autre substance de mêmes dimensions en épaisseurs, où les thermomètres seraient espacés de la même manière, on aurait $e^{b'i} = g'$. D'où il est facile de conclure comme précédemment :

$$\frac{k}{k'} = \left\{\frac{\log. g'}{\log. g}\right\}^2.$$

On peut remarquer que, pour arriver au rapport des conducibilités, il est tout-à-fait indifférent de prendre les quotiens des excès consécutifs quand ils sont égaux, ou de pren-

dre les quotiens de la somme de deux excès divisée par l'excès intermédiaire; car, l'un de ces quotiens peut se déduire de l'autre, et les résultats sont identiques.

La relation $z = s r^{-d}$ ou $s e^{-bd}$, conduit encore à trois conquences que nous devons pareillement indiquer.

Pour une même substance, en supposant deux barres carrées d'épaisseurs différentes l, l' on aurait dans l'une $b^2 = \frac{4h}{lk}$ dans l'autre $b'^2 = \frac{4h}{l'k}$, d'où $\frac{b'^2}{b'^2} = \frac{l'}{l}$; d'ailleurs en appellant z' l'excès de la seconde pour la distance d', on aurait $z' = s e^{-b'd'}$, et, si l'on veut que ces excès soient égaux, il est facile de voir qu'il en résulte :

$$\frac{l'}{l} = \frac{d'^2}{d^2};$$

c'est-à-dire que les distances à la source pour lesquelles les excès sont égaux, sont précisément entre elles comme les racines carrées des épaisseurs. Dans ce cas l'on obtiendrait des quotiens constans, g pour la première et g' pour la seconde, qui peuvent être aussi liés aux épaisseurs, car on aurait :

$$e^{b\,i} = g,\ e^{b'i} = g';$$

$$\text{d'où } \frac{l'}{l} = \left\{\frac{\log. g}{\log. g'}\right\}^2;$$

c'est-à-dire que les racines carrées des épaisseurs sont en raison inverse des logarithmes des quotiens.

Pour deux substances différentes et de mêmes dimensions on aurait $\frac{b^2}{b'^2} = \frac{k'}{k}$, et pour des excès égaux $\frac{k'}{k} = \frac{d'^2}{d^2}$; c'est-à-dire que les conducibilités sont entre elles comme les carrés des distances à la source pour lesquelles les excès sont égaux.

En suivant les procédés que nous avons indiqués M. Despretz est parvenu aux résultats suivans :

Or	1000	Fer	374
Platine	981	Zinc	363
Argent	973	Etain	303
Cuivre	898	Plomb	180

On donne ordinairement aussi 23 pour la conducibilité du

marbre, et 11 ou 12 pour la conducibilité de la porcelaine et de la terre cuite ; mais ces nombres sont très incertains, puisque le procédé ne peut s'appliquer à ces substances.

Au reste, nous devons remarquer que la théorie de la conducibilité, dont nous venons de rapporter les formules, suppose essentiellement que les pertes de chaleur sont proportionnelles aux excès de température; mais, cette loi de Newton n'étant vraie que pour de petits excès, les conséquences des formules ne sont vraies elles-mêmes que dans ces limites ; il est donc nécessaire, dans les expériences, de ne comparer entre elles que des sections dont les excès soient assez peu différents, soit en rapprochant suffisamment le thermomètre d'observation, soit en donnant aux substances qu'on éprouve des épaisseurs beaucoup plus considérables.

Ces conditions différentes dans les expériences n'empêchent pas la comparaison des conducibilités.

Soit, en effet, deux substances, pour lesquelles on ait obtenu les quotiens g et g' des excès consécutifs : g ayant été obtenu avec une épaisseur de barre l et une distance i entre les thermomètres; g' avec une épaisseur l' et une distance i'. Il est facile de voir qu'on aura :

$$\frac{k}{k'} = \frac{i'^2}{i^2} \cdot \frac{l}{l'} \cdot \left\{ \frac{\log. g'}{\log. g} \right\}^2,$$

sous la seule condition que les conducibilités extérieures h et h' soient les mêmes.

496. *Conducibilité des fluides.*— La propagation de la chaleur dans les fluides se fait en général par les courans multipliés qui l'établissent nécessairement par ces différences de densité, qui résultent elles-mêmes des différences de de température. Ces courants sont rendus visibles dans l'eau, au moyen de petits corps flottant dans la masse, comme de la sciure de bois très fine : lorsqu'on chauffe, par exemple, de l'eau très lentement par le fond, dans une cloche renversée (*fig.* 353), on voit les courans ascendans s'établir au centre et

les courants descendans suivre les parois. Il en est de même dans les gaz, comme on peut le démontrer par une foule d'expérience. Cependant, si les masses fluides étaient chauffées de manière que l'équilibre hydrostatique ne pût pas être troublé, il est évident que la chaleur s'y transmettrait alors de proche en proche comme dans les solides; car, il est évident que les corps ont aussi une conducibilité propre, puisque s'ils en étaient dépourvus, ils ne pourraient ni se réchauffer, ni se refroidir, ni prendre des densités différentes par l'effet de la chaleur. M. Despretz a essayé récemment de démontrer cette conducibilité par l'expérience, en prenant des colonnes d'eau d'un mètre de hauteur, et en les chauffant par le sommet au moyen d'un renouvellement d'eau chaude. Il a opéré ainsi sur deux colonnes différentes, ayant des diamètres de 218^{mm} et 405^{mm}. Les thermomètres d'observation étant espacés de 45^{mm}, il fallait environ trente heures pour que l'équilibre fût établi. Les quotiens des excès consécutifs ont été constans, le premier égal à 1,6, et le deuxième à 1,4; leurs logarithmes sont bien en raison inverse des racines carrées des diamètres, comme on devait s'y attendre. En introduisant ces conditions dans la formule précédente pour comparer la conducibilité du cuivre à celle de l'eau, on trouve que la première est 95 fois plus grande que la seconde; ainsi, dans la table précédente, la conducibilité de l'eau serait exprimée par 9 ou 10.

L'air et les gaz sont de très mauvais conducteurs; mais leurs conducibilités ne pourraient pas être étudiées par les procédés que nous avons décrits, parce que les thermomètres d'observation restant soumis au rayonnement, leurs indications n'accuseraient pas les températures des différentes couches. Le seul genre d'expériences qui prouve la mauvaise conducibilité des gaz, et particulièrement de l'air, est la lenteur des réchauffemens et des refroidissemens des corps qui sont protégés par des couches d'air, quand la mobilité de l'air lui-même est empêchée par des corps très divisés, comme la

paille, la laine, la soie, l'édredon et toutes les substances filamenteuses. Ainsi, la mauvaise conducibilité de nos vêtemens, des fourures et de tous les corps de cette espèce, tient à 2 causes : elle tient à ce que tous les corps déliés et divisés, même les poudres métalliques, sont de mauvais conducteurs par eux-mêmes; et à ce que l'air qui remplit les intervalles, et dont une foule de petits obstacles empêchent la mobilité, est lui-même un mauvais conducteur de la chaleur. C'est pourquoi il faut bien se garder de comprimer ces corps et de les presser pour exclure l'air : de la ouate ou de l'édredon, pressés comme du carton, deviendraient d'assez bons conducteurs; comme ils deviendraient aussi de meilleurs conducteurs, si leurs filamens n'étaient pas assez rapprochés pour gêner les mouvemens de l'air. Il est à peine nécessaire d'ajouter que ces corps, que l'on appelle *chauds*, ne sont nullement chauds par eux-mêmes; ils empêchent seulement le passage de la chaleur et ils ne sont pas moins propres à empêcher la fusion de la glace pendant l'été qu'à empêcher pendant l'hiver le refroidissement des corps qu'ils enveloppent.

CHAPITRE II.

Calorimétrie.

§ 1. *Capacité des corps pour la chaleur.*

497. *Des quantités de chaleur et des moyens de les comparer.* — Nous admettons comme un principe évident de lui-même que, pour produire un même effet, il faut toujours une même quantité de chaleur. Par exemple, un kilogramme de fer étant à la température de 10°, s'il passe d'une manière quelconque à la température de 11°, nous admettons qu'il reçoit toujours la même quantité de chaleur, soit que cette chaleur lui vienne du soleil ou d'un foyer, soit qu'elle lui vienne du contact ou du rayonnement d'un corps quelconque. De même, un kilogramme de glace à 0° prend toujours la même quantité de chaleur pour se fondre, et un kilogramme d'eau à 100° prend toujours la même quantité de chaleur pour se vaporiser. Les quantités de chaleur sont d'ailleurs proportionnelles aux poids des substances sur lesquelles elles produisent le même effet, c'est-à-dire qu'il faudra cent fois plus de chaleur pour chauffer 100 kilogrammes de fer de 10 à 11°, ou pour fondre 100 kilogrammes de glace, ou pour vaporiser 100 kilogrammes d'eau. Ainsi, pour comparer entre elles des quantités de chaleur données, il suffit de les appliquer successivement à chauffer un corps au même point, ou à fondre de la glace, ou à vaporiser de l'eau, et de comparer ensuite les poids de ces corps sur lesquels elles ont produit leurs effets.

Une substance a plus ou moins de *capacité pour la chaleur*, suivant qu'elle exige plus ou moins de chaleur pour éprouver un changement de température donné, un change-

ment de 1°, par exemple ; et cette quantité de chaleur s'appelle elle-même la *chaleur spécifique* de la substance. Deux corps auront donc des capacités égales si, à poids égal, ils exigent la même quantité de chaleur pour s'échauffer de 1° : au contraire, l'un aura une capacité double ou triple de l'autre s'il exige deux ou trois fois plus de chaleur. Le rapport des chaleurs spécifiques est évidemment le même que celui des capacités.

Un même corps peut avoir une *capacité variable*, c'est ce qui arrive, par exemple, au platine, qui absorbe des quantités de chaleur différentes pour passer de 0 à 1°, et, pour passer de 100 à 101, ou de 1,000 à 1,001, sa capacité est *croissante*, puisqu'elle augmente toujours avec la température : l'eau a, au contraire, une capacité sensiblement *constante*, que l'on a coutume de choisir pour unité.

Il résulte évidemment de ces définitions que, si un corps, ayant un poids m et une capacité c, se réchauffe ou se refroidit de t°, il gagne ou il perd une quantité de chaleur exprimée par $m\,c\,t$; il en résulte pareillement que, si un système de corps ayant des masses m_1, m_2, etc., et des capacités c_1, c_2, etc., éprouve dans toutes ses parties une variation de température t, la résultante des quantités de chaleur perdues ou gagnées est $m_1 c_1 t + m_2 c_2 t + m_3 c_3 t +$ etc.; et, si l'on conçoit alors un corps dont le poids $m = m_1 + m_2 +$ etc., et dont la capacité $c = \frac{m_1 c_1 + m_2 c_2 + \text{etc.}}{m}$, cette capacité c est appelée la *capacité moyenne* du système pour la chaleur.

On détermine, en général, les chaleurs spécifiques par trois méthodes que nous allons indiquer, savoir : la méthode du calorimètre, la méthode des mélanges, et la méthode du refroidissement.

498. *Calorimètre de Lavoisier et de Laplace.* — Une coupe de cet instrument est représentée dans la figure 360; il se compose de trois vases de tôle ou de ferblanc c, d et e, dont le plus grand c enveloppe le moyen d, et celui-ci, à son

tour, enveloppe le plus petit. L'intervalle qui sépare le premier du second se remplit de glace dont l'eau de fusion s'écoule par le robinet r, et l'intervalle qui sépare de toutes parts le second du troisième est pareillement rempli de glace pilée dont l'eau de fusion s'écoule par le robinet s. Ainsi, le calorique extérieur est arrêté et absorbé par la première couche de glace, et ne peut jamais pénétrer jusqu'à la seconde couche pour y opérer une fusion; de même le calorique intérieur, celui qui sort de la substance enfermée dans le petit vase, est entièrement absorbé par la seconde couche de glace, et employé à la fondre, sans pouvoir jamais passer dans la première couche et, à plus forte raison, sans pouvoir jamais se perdre à l'extérieur. D'après cela, rien n'est plus facile à comprendre que l'usage de cet instrument pour résoudre les questions relatives à la capacité.

Soit m, m' les poids des deux corps, c, c' leurs capacités pour la chaleur, t, t' leurs températures au moment où ils entrent dans le calorimètre, g, g' les quantités de glace qu'ils fondent, ou les quantités d'eau que l'on recueille dans chaque expérience lorsque les corps sont parvenus à la température 0. Les quantités de chaleur qu'ils ont perdues sont évidemment proportionnelles aux quantités de glace g et g' qu'ils ont fondues : mais, le premier perd $m\,c\,t$; le deuxième perd $m'\,c'\,t'$. On a donc :

$$\frac{mct}{m'c't'} = \frac{g}{g'}; \text{ d'où } \frac{c}{c'} = \frac{g}{g} \cdot \frac{m't'}{mt}.$$

En opérant sur le même corps porté à des températures différentes, on reconnaîtrait par là si la capacité est constante ou variable.

Pour soumettre les liquides à ces expériences, il faut les renfermer dans un flacon, et alors on fait deux expériences, l'une avec le flacon vide, l'autre avec le flacon contenant le liquide. Dans la première expérience, la quantité de chaleur perdue est $m\,c\,t$; dans la seconde, elle est $m\,c\,t' + m'\,c'\,t'$. En supposant qu'on parte d'une autre température t', et que

m', c' désignent la masse et la capacité du liquide, en représentant toujours par g et g' les quantités de glace fondues, dans la première et la deuxième expérience, on aurait alors :

$$\frac{mct}{mct' + m'c't'} = \frac{g}{g'},$$

d'où il est facile de tirer $\frac{c}{c'}$, ou le rapport des capacités du flacon et du liquide.

C'est ainsi que par cette méthode toutes les capacités peuvent être rapportées à l'eau; car, une fois que l'on a, par exemple, la capacité d'un flacon de verre par rapport à l'eau, on rapporte les capacités des autres substances et celle du verre, et pour rapporter ces capacités à celle de l'eau, il suffit de les multiplier par la capacité du verre par rapport à l'eau.

Ces expériences, qui paraissent si simples, ne sont pas cependant sans difficultés : si l'on emploie de la neige ou de la glace pilée trop fin, l'eau de fusion s'imbibe dans les fragmens de glace, et, si d'avance on les sature d'eau, on recueille à la fois l'eau de fusion et celle de saturation qui ne peut être évaluée qu'imparfaitement. On obtient plus d'exactitude en choisissant des fragmens de glace de dimensions convenables.

On peut encore employer des puits de glace (*fig.* 354) dans de la glace très compacte.

Quant à la température des corps, au moment où ils entrent dans le calorimètre, elle se détermine en les plongeant dans un bain liquide, dont la température est connue, et en les tirant du bain, lorsqu'ils en ont pris la température, pour les porter rapidement dans l'appareil. Si la couche liquide que le corps emporte avait un poids un peu considérable, on en tiendrait compte en ajoutant à la quantité de chaleur perdue par le corps celle que perd le liquide lui-même, qui est aussi égale à son poids, multiplié par sa température et par sa capacité qui devrait être connue.

499. *Méthode des mélanges.*—Dans cette méthode, la cha-

leur perdue par un corps qui se refroidit est reçue par un second corps qui se réchauffe, et, si l'on connaît les poids de ces corps, il suffit d'observer les températures perdues et gagnées pour en déduire le rapport de leurs capacités. Le corps qui se refroidit est par exemple une masse et ce métal, ayant une capacité c et une température t avant le mélange ; le corps qui se réchauffe est une masse d'eau m', dont la température est t' avant le mélange et dont la capacité est prise pour unité; le vase qui contient l'eau a un poids a et une capacité b; le thermomètre qui marque la température du mélange a aussi une portion c de son poids qui participe au rechauffement; soit d sa capacité; désignons enfin par θ la température du mélange.

Le corps en tombant de la température t à la température θ perd un nombre de degrès $t-\theta$ et une quantité de chaleur $mc(t-\theta)$.

L'eau en s'élevant de t' à θ, gagne une température $\theta-t'$, et une quantité de chaleur $m'(\theta-t')$. Par la même raison, le vase et le thermomètre, qui participent au réchauffement de l'eau, gagnent $ab(\theta-t')$ et $cd(\theta-t')$. Ainsi, la quantité totale de chaleur gagnée est :

$$(m'+ab+cd)(\theta-t') \text{ ou } m_1(\theta-t'),$$

en faisant $m_1 = m' + ab + cd$: m est alors la *masse d'eau corrigée*.

En égalant cette quantité de chaleur reçue à la quantité de chaleur perdue, on a :

$$mc(t-\theta) = m_1(\theta-t') \text{ ou } c = \frac{m_1}{m}\frac{(\theta-t')}{(t-\theta)}.$$

Voici la disposition que j'ai adoptée pour employer cette méthode à la détermination des capacités du platine jusqu'à la température de 1200° :

a (*fig.* 356) est un vase de cuivre mince qui repose sur un socle de bois, où il est reçu par trois bouchons de liège sail-

lants ; *b* est une enveloppe pareille au vase, qui empêche les courans d'air et les variations accidentelles de température ; le couvercle *c* du vase est percé d'un trou assez grand, et porte un panier en fil de cuivre où se jette le corps ; un agitateur *d* sert à mélanger l'eau pour refroidir le corps plus promptement et réduire la durée de l'expérience à 30 ou 40″ ; le thermomètre *e* est placé de côté, la feuille de l'agitateur porte une échancrure pour ne pas le toucher ; les mouvemens du thermomètre s'observent avec le kathétomètre, on peut ainsi estimer les cinquantièmes de degré. Il est nécessaire d'avoir plusieurs appareils de dimensions différentes, afin que l'élévation de température ne dépasse jamais 4° ou 5°.

Cela posé, on met dans le vase de l'eau qui soit à 5 ou 6° au-dessous de la température ambiante, et, pendant 8 ou 10′, on en observe le réchauffement de 2′ en 2′ ; on note l'instant où l'on jette la boule de platine, ou en général les corps ; et la loi du réchauffement qu'on a observée donne la température précise de l'eau au moment de l'immersion. En agitant l'eau vivement, 30″ suffisent pour que le thermomètre devienne stationnaire, et, comme il se trouve alors très près de la température ambiante, il n'y a en général aucune correction à faire pour les quantités de chaleur gagnées ou perdues par le vase à l'extérieur pendant ces 30″ : s'il devait y en avoir une, on observerait, pour la faire, la loi du réchauffement ou du refroidissement qui succède à l'état stationnaire du thermomètre.

Dans mes expériences, la boule de platine du poids de 178 grammes était contenue dans un creuset de platine très épais ; sa température était donnée par le pyromètre à air, avec lequel elle était en contact dans la mouffle de fer ; on ouvrait le creuset, sur le bord du vase des capacités, pour jeter à l'instant même la boule dans le liquide. Quand la boule était à la température de la fusion de l'or, son refroidissement ne durait pas plus de 35 à 40″ ; mais, dans ce cas, il fallait une masse d'eau beaucoup plus considérable.

500. *Méthode de refroidissement.* — Dulong et Petit ont donné à cette méthode une exactitude qu'elle n'avait pas auparavant. Leur appareil (*fig.* 357) se compose d'une enceinte de plomb *a*, où l'on fait le vide ; son couvercle *b* porte une douille destinée à recevoir le bouchon de métal *c* ; dans ce bouchon est mastiqué le thermomètre d'observation *d* dont la tige et les divisions sont saillantes, et son réservoir cylindrique plonge dans le petit vase d'argent *e*, qui est suspendu au bouchon par des fils et qui contient le corps soumis à l'expérience. Si ce corps est solide, on le réduit en poudre et l'on tasse cette poudre dans le vase d'argent, tout autour du réservoir du thermomètre ; le vase doit en être rempli pour que les expériences soient bien comparables. Après avoir chauffé à 15 ou 20 degrés au-dessus de la température ambiante le vase d'argent et le corps qu'il contient, on les porte dans l'enceinte de plomb, on la plonge elle-même dans un bain de température constante, on fait le vide et l'on observe la vitesse du refroidissement, ou plutôt on observe le temps que le thermomètre met à descendre de l'excès de 10° à l'excès de 5° au-dessus du bain. On observe ainsi dans les mêmes circonstances, pour tous les corps, les durées du refroidissement de 10° à 5°. Ici, les corps étant mauvais conducteurs, les températures indiquées par le thermomètre ne sont pas communes à toute la masse ; mais, à cause même de l'imperfection à peu près égale de la conducibilité, on suppose que la distribution de la chaleur est à peu près la même, et l'on admet par conséquent, que, dans des expériences sur deux corps différens, les quantités de chaleur perdues pour l'abaissement de 5° ont entre elles le même rapport que si l'abaissement était commun à toute la masse. Il est évident d'un autre côté que pour des excès de température égaux, il s'écoule par le vase d'argent des quantités de chaleur égales dans le même temps. Donc, les quantités de chaleur perdues pour le même abaissement de 10 à 5° sont entre elles comme les durées z et z' du refroidissement ; mais, si m, m', c et c',

sont les poids et les capacités des deux corps, leurs quantités de chaleur perdues pour les 5° sont $5mc$ $5m'c'$; donc, enfin,

$$\frac{mc}{m'c'} = \frac{z}{z'}.$$

On doit remarquer, cependant, que m est ici le poids m de la substance elle-même dont la capacité est c_1, plus le poids a du vase d'argent dont la capacité est b, plus encore le poids d de la portion plongée du thermomètre dont la capacité est e; c est la capacité moyenne de ce système; en sorte que l'on a :

$$mc = m^1c_1 + ab + de\,;\ \text{et}\ m = m_1 + a + d.$$

On a de même :

$$m'c' = m_2c_2 + ab + de\,;\ \text{et}\ m' = m_2 + a + d\,;$$

ce qui donne enfin :

$$\frac{m^1c_1 + ab + de}{m_2c_2 + ab + de} = \frac{z}{z'};$$

d'où il est facile de tirer le rapport $\frac{c_1}{c_2}$, lorsqu'on connaît m, m, a, b, d et e.

Il faudrait des précautions particulières pour comparer, par ce procédé, un corps solide à un corps liquide, puisque dans ce second cas la température est uniforme, tandis que elle ne l'est pas dans le premier; en général, l'exactitude des comparaisons repose sur la similitude de la distribution de la chaleur dans les corps qui sont soumis à l'expérience.

501. *Capacité des gaz pour la chaleur.*—MM. Delaroche et Bérard ont fait sur ce sujet un très beau travail, qui fut couronné par l'Académie des Sciences, en 1812.

Voici une indication du procédé employé par ces habiles physiciens.

Deux grands vases de Mariotte, a et d, convenablement disposés (*fig.* 355), donnaient un écoulement d'eau uniforme, qui déterminait un écoulement d'air pareillement uniforme : l'air venait presser une vessie b pleine du gaz fourni

à l'expérience, et le forçait à s'échapper avec une vitesse constante pour aller parcourir le serpentin *s* entouré d'eau qui composait le *calorimètre;* au sortir du serpentin, legaz rentrait dans une vessie vide *c*, d'où il était chassé par l'écoulement de l'eau du second vase de Mariotte *d*, pour retourner dans la première vessie *b*, après avoir traversé de nouveau le serpentin dans les mêmes conditions de température. Ces retours successifs pouvaient se répéter autant de fois qu'il était nécessaire. Avant d'entrer dans le serpentin, le gaz parcourait un tube enveloppé d'un autre tube *e* plein de vapeur d'eau bouillante; immédiatement, à l'entrée du serpentin, un thermomètre *f* marquait sa température, et un autre thermomètre marquait sa température de sortie. On connaissait d'ailleurs, par des expériences préalables, le nombre des degrés que le calorimètre pouvait recevoir par la communication directe du tube qui apportait le gaz chaud, et l'on faisait la correction dépendant de cet excès, qui n'appartenait pas au gaz lui-même. Enfin, le calorimètre était dans une pièce séparée par une cloison du reste de l'appareil, afin qu'aucune cause accidentelle ne pût agir sur son réchauffement ou sur son refroidissement; un thermomètre très sensible donnait à chaque instant la température de l'eau dont il était rempli, et par conséquent celle de l'enveloppe, celle du serpentin, et celle de toute la masse composant le calorimètre.

Cela posé, les expériences étaient conduites de la manière suivante : on connaissait, approximativement, l'excès de température que le calorimètre devait prendre sur la température ambiante, et on le portait à cette température, puis l'on faisait passer le courant de gaz, et on le maintenait assez long-temps pour être assuré que l'équilibre était bien établi, et que la température était parfaitement constante. Soit, dans une première expérience, la température ambiante corrigée, c'est-à-dire augmentée de l'élévation de température que le tube chaud donne au calorimètre; *s*, la tempé-

rature du calorimètre à l'équilibre; t, la température du gaz à son entrée dans le calorimètre; m', la masse de gaz qui passe en une minute; et c, sa capacité pour la chaleur. Puisque le gaz perd un nombre de degrés $t-s$, dans 1', il perd une quantité de chaleur $m'c\ (t-s)$. Soit m la masse corrigée du calorimètre, c'est-à-dire le poids de l'eau, plus le poids du cuivre et du thermomètre évalués en eau; sa capacité pour la chaleur étant prise pour unité, et son excès de température sur la température ambiante étant $s-r$, la quantité de chaleur qu'il perd en 1' est $mg\ (s-r)$, g étant une constante qui peut se déterminer aisément en observant la vitesse de refroidissement du calorimètre abandonné à lui-même. Or, la quantité de chaleur perdue étant nécessairement égale à la quantité de chaleur reçue, on a $m'c\ (t-s) = mg\ (s-r)$, d'où l'on peut tirer la capacité c du gaz par rapport à l'eau.

Dans d'autres expériences, on aura d'autres valeurs de t, de r, de s, de g, et de m'; mais, une seule expérience préalable sur le refroidissement du calorimètre donnera toutes les valeurs de g dont on aura à se servir pour les différens gaz ou pour les diverses circonstances où l'on opère avec le même gaz. Il est vrai que MM. Delaroche et Bérard n'ont déterminé de la sorte que la capacité de l'air par rapport à l'eau, et ils ont ensuite déterminé les capacités des autres gaz par rapport à l'air. Mais, en procédant comme nous l'indiquons ici, il y aurait moins de corrections à faire et moins de calculs, pourvu que la série des expériences sur la vitesse de refroidissement du calorimètre ait été faite avec assez de soins pour qu'il n'y ait pas d'incertitude sur les valeurs de g. Connaissant les capacités des gaz par rapport à l'eau, il est facile de les rapporter à l'air, et, pour avoir ensuite les capacités à volumes égaux, il suffit de les multiplier par le rapport inverse des densités.

Rapport des capacités des gaz à pression constante et à volume constant.

La capacité dont nous venons de parler est la capacité à *pression constante*, puisque nous avons supposé que les gaz se dilataient librement par la chaleur sous la même pression, les assimilant par-là aux corps solides et liquides que nous avons implicitement considérés aussi comme se dilatant ou se contractant sans obstacle, ou plutôt sans changement dans leurs pressions moléculaires intérieures ou extérieures.

Mais, il est très important d'examiner aussi les capacités à *volume constant*, c'est-à-dire les quantités de chaleur que prennent les corps pour changer de pression lorsqu'on les empêche de se dilater ou de changer de volume.

L'idée de chercher ces capacités pour les comparer aux premières appartient à Delaplace, et l'on peut voir dans la Mécanique Céleste combien elle a été féconde dans ses développemens.

Nous devons nous borner à indiquer ici comment le rapport de ces deux capacités peut être déterminé par l'expérience.

Considérons une masse d'air m à la température t; supposons qu'on lui donne un accroissement de température t_1, qui détermine une augmentation de volume δ sous la même pression : sa capacité à pression constante étant c, la quantité de chaleur qu'elle reçoit est cmt_1. Une fois dilatée, comprimons-la de δ pour la ramener à son volume primitif : soit t_2 le nouvel accroissement de température qu'elle reçoit par l'effet de cette compression; pour revenir à sa température primitive t, elle aura à perdre les deux excès de température $t_1 + t_2$; et, si l'on représente par c' sa capacité à volume constant, elle aura à perdre une quantité de chaleur $c'm(t_1 + t_2)$.

Or, en admettant que ces expériences soient faites sans qu'il y ait de chaleur employée à changer la température

du vase qui contient l'air, il est évident que la chaleur perdue doit être précisément égale à la chaleur reçue cmt_1, ce qui donne :

$$cmt_1 = c'm\,(t_1 + t_2);$$

$$\text{d'où} \quad \frac{c}{c} = 1 + \frac{t_2}{t_1}.$$

Ainsi, la capacité à pression constante est toujours plus grande que la pression à volume constant, et leur rapport est égal à l'unité, plus le rapport des excès de température t et t_2 ; t_1 est l'excès de température qui donne une certaine augmentation de volume δ sous la même pression ; t_2 est l'excès de température qui résulte d'une compression δ, égale à l'augmentation de volume donnée par t_1— (*M. Poisson, Ann. de Chim.*, t. XXIII, page 13).

Nous devons ajouter que t_1, qui est capable de donner un accroissement de volume δ quand la pression ne change pas, donnerait évidemment une augmentation de pression δ si le volume ne changeait pas ; car, en représentant par 1 le volume d'air, par t sa température, par h sa pression, le volume correspondant à $t+t_1$, est :

$$\frac{1 + a(t + t_1)}{1 + at},$$

et l'accroissement δ est $\frac{at_1}{1+at}$: or, si on le comprimait pour le ramener au volume 1, et le laisser revenir à la température $t+t'$, la pression h' qu'il supporterait alors serait donnée par la proportion :

$$h : h' :: \frac{1 + a(t + t_1)}{1 + at} : 1;$$

$$\text{d'où} \quad \frac{h' - h}{h} = \frac{at_1}{1 + at} = \delta.$$

Voici maintenant un mode d'expérience, employé dans un tout autre but par MM. Clément et Désormes (*Journal de*

Physique, 1819), qui conduit au rapport des capacités : on raréfie un peu l'air dans un grand ballon a (*fig.* 361) de manière que sa pression soit p; on ouvre ensuite rapidement la clef, à large ouverture c, pour laisser rentrer l'air jusqu'à ce qu'il arrive à la pression extérieure p', ce qui dure à peu près une demi-seconde ; on referme immédiatement la clef, et l'on observe la pression définitive p'' quand l'air du ballon est revenu à la température ambiante qui doit rester tout-à-fait invariable; les pressions $p-p'$ et $p-p''$ s'observent au moyen de la colonne d'eau d, afin de les obtenir avec plus d'exactitude; on les transforme ensuite en colonnes de mercure.

Dans cette expérience, la compression de l'air résulte de l'accroissement de pression, qui est $\frac{p-p'}{p'}$ quand l'équilibre de température est rétabli; et l'accroissement t_1 de température, qui serait nécessaire pour produire cet accroissement de pression, est donné par la relation :

$$\frac{at_1}{1+at} = \frac{p''-p'}{p'}.$$

D'une autre part, l'excès de température t_2, qui résulte de la compression, est tel que, quand il a été dissipé, la pression est retombée de p à p'', le volume restant sensiblement le même. Ainsi, en reprenant le volume 1, sous la pression p'' et à la température t, et lui donnant l'excès de température t_2, on reproduirait la pression p : or, sous la pression p'', ce volume dilaté serait $\frac{1+a(t+t_2)}{1+at}$; et, comme il se réduit à 1 par la pression p, on a :

$$1 : \frac{1+a(t+t_2)}{1+at} :: p'' : p;$$

$$\text{d'où } \frac{at_2}{1+at} = \frac{p-p''}{p''}.$$

Ces valeurs, de at_1 et de at_2, donnent enfin :

$$\frac{c}{c'} = 1 + \left(\frac{p - p''}{p'' - p'}\right)\frac{p'}{p''}.$$

Les pressions les plus convenables, avec un ballon de litres 28,40, étaient :

$$p - p' = 13^{mm},8 ; p - p'' = 3^{mm},6 ; p = 766^{mm},5 ,$$

ce qui donne :

$$\frac{c}{c'} = 1,35.$$

Ce procédé peut être considéré seulement comme donnant une approximation, parce qu'il y a de la chaleur enlevée par les parois du vase. Aussi, le nombre qui en résulte, substitué dans la formule générale de la vitesse du son (353), donne un résultat qui n'est pas tout-à-fait d'accord avec l'expérience ; car, il donne pour la vitesse du son dans l'air, à la température 0, seulement $324^m,5$: tandis que Dulong, après avoir discuté toutes les expériences qui lui ont paru les plus exactes, adopte 333^m ; ce qui conduit à 1,421 pour la valeur du rapport des capacités dont il s'agit.

Dulong a employé un autre procédé, bien différent, pour déterminer ce rapport dans tous les gaz, du moins lorsqu'on le connaît pour l'air : on ne peut méditer avec trop de soin le mémoire qu'il a publié sur ce sujet (*Ann. de Chim. et de Physiq.*, t. XLI), et dont nous ne pouvons donner que les principaux résultats.

k étant le rapport des capacités pour l'air, et k' pour un autre gaz, les carrés des vitesses v et v' du son dans l'air et dans le gaz, pour les températures t et t', sont liés (353) par la formule :

$$\frac{v'^2}{v^2} = \frac{(1+at')}{(1+at)}\frac{k'}{k}\cdot\frac{1}{d},$$

d étant la densité du gaz par rapport à l'air.

D'une autre part, les nombres n et n' des vibrations accomplies dans le même tuyau rempli d'air et de gaz et soumis

au même mode de vibrations, sont liés (355) aux vitesses par la formule :

$$\frac{n'^2}{n^2}\frac{l'^2}{l^2} = \frac{v'^2}{v^2};$$

d'où

$$\frac{n'^2}{n^2}\frac{l'^2}{l^2} = \frac{(1+at')}{(1+at)} \cdot \frac{k'}{k} \cdot \frac{1}{d}.$$

Ainsi, pour obtenir k', il suffit de connaître l, l', t, t', d, k, et d'observer le nombre de vibrations n' et n. C'est ce que Dulong a fait avec l'admirable exactitude qui caractérise toutes ses recherches. Le tuyau vibrant était établi horizontalement dans une caisse où l'on pouvait faire le vide pour la remplir ensuite du gaz que l'on voulait soumettre à l'expérience; par l'un de ses bouts, le tuyau recevait le vent d'un gazomètre rempli du même gaz, et, à l'autre bout, il recevait un piston dont la tige extérieure passait dans une boîte à étoupes; la position du piston étant ainsi connue, on en déduisait sa distance à l'embouchure, et le double de cette distance était la longueur de l'onde ou de la concamération finale; le gaz sortait par une ouverture convenable, et la température était marquée par de bons thermomètres. Quant au nombre de vibrations, il était observé directement sur une sirène que l'on maintenait à l'unisson avec le tuyau vibrant, pendant quatre minutes, pour éviter les erreurs sur la mise en train du compteur et sur l'instant de son arrêt.

Nous rapporterons plus loin le tableau des résultats.

Il semble résulter des formules que ce genre d'expériences devrait être très exact pour donner la valeur de k elle-même, c'est-à-dire le rapport des capacités de l'air, car on aurait (353 et 355) :

$$v^2 = \frac{gh}{d} \cdot k, \text{ et } v^2 = n^2 l^2.$$

Mais Dulong s'est assuré que, si le nombre n des vibrations peut être déterminé avec une grande exactitude, il n'en

est pas de même de l, c'est-à-dire de la longueur de l'onde, soit qu'on emploie pour la déterminer un tuyau ouvert, un tuyau fermé par le piston, ou même la distance de deux nœuds de vibration, comme l'avait indiqué M. Poisson (*Mémoire de l'Académie des Sciences*, 1817). Toutes les vitesses que l'on obtient ainsi sont trop petites, lorsqu'on les compare à la vitesse donnée par la formule de Newton, en adoptant 333 pour la vitesse à 0, comme toutes les expériences faites en différens lieux l'indiquent, et en adoptant par conséquent 1,421 pour la valeur de k. Dulong explique ce désaccord entre la théorie et l'observation, par la courbure inconnue de la surface nodale qui termine les ondes, et par l'incertitude qui en résulte sur la vraie valeur de l : heureusement, les nombres rapportés plus haut, pour les différents gaz, sont à l'abri de ces incertitudes, par les soins que Dulong a mis à bien constater que les positions des surfaces nodales, dans le même tuyau, sont parfaitement identiques dans les gaz les plus différens, de telle sorte que la valeur de l disparaît lorsqu'on emploie le même tuyau et le même mode de vibration pour tous les gaz.

502. *Résultats des principales expériences sur la capacité, et remarques générales.* — Les tableaux suivans contiennent les principaux résultats des expériences. On remarquera d'abord que les capacités des diverses substances vont en croissant avec la température (tableaux deuxième et troisième), et que, pour le platine, cet accroissement est à peu près régulier jusqu'à la température de douze cents degrés : si, au lieu de prendre les capacités moyennes, on calcule la capacité propre à chaque centaine de degrés, on trouve qu'à 1200° la capacité du platine est augmentée d'un tiers.

I. *Capacités déterminées par Dulong et Petit (Méthode de refroidissement).*

NOMS DES SUBSTANCES.	CAPACITÉS, celle de l'eau étant prise pour unite.	POIDS des atomes, l'atome d'oxigène pesant 1.	PRODUITS du poids de chaque atome par la capacité correspond.
Bismuth	0,0288	13,30	0,3830
Plomb	0,0293	12,95	0.3794
Or	0,0298	12,43	0,3704
Platine	0,0314	11,16	0,3740
Etain	0,0514	7,35	0,3779
Argent	0,0557	6,75	0,3759
Tellure	0,0912	4,03	0,3675
Zinc	0,0927	4,03	0,3736
Cuivre	0,0949	3,957	0,3755
Nickel	0,1055	3,69	0,3819
Fer	0,1100	3,392	0,3731
Cobalt	0,1498	2,46	0,3685
Soufre	0,1880	2,011	0,3780

II. *Capacités déterminées par Dulong et Petit (Méthode des mélanges).*

NOMS DES SUBSTANCES.	CAPACITÉS moyennes entre 0 et 100°.	CAPACITÉS moyennes entre 0 et 300°.
Eau	1,0000	»
Mercure	0,0330	0,0350
Platine	0,0335	0,0355
Antimoine	0,0507	0,0547
Argent	0,0557	0,0611
Zinc	0,0927	0,1015
Cuivre	0,0940	0,1013
Fer	0,1098	0,1218
Verre	0,1770	0,1900

III. *Capacités moyennes du platine (Méthode des mélanges) : M. Pouillet, voy. page* 461.

TEMPÉRATURE	CAPACITÉ MOYENNE.
100°	0,03350
300	0,03434
500	0,03518
700	0,03602
1000	0,03728
1200	0,03818

IV. *Capacités déterminées par diverses méthodes.*

NOMS DES SUBSTANCES.	CAPACITÉS.	EXPÉRIMENTATEURS.
Arsenic	0,081	Avogrado.
Iode	0,089	*Id.*
Carbone.	0,250	*Id.*
Phosphore.	0,385	*Id.*
Chlorure de sodium. . . .	0,230	Dalton.
Huile d'olive	0,309	Lavois et Lap.
Acide sulfuriq. (dens. 1,84).	0,350	Dalton.
Essence téréb. (— 0,87).	0,472	Despretz.
Ether sulfur. . (— 0,71).	0,520	*Id.*
Alcool. . . . (— 0,79).	0,622	*Id.*
Acide nitrique. (— 1,30).	0,660	Dalton.
Bois divers de 0,500 . . à . .	0,650	Mayer.

V. *Capacités.*

V. *Capacités des gaz déterminées par Delaroche et M. Bérard.*

NOMS DES SUBSTANCES.	CAPACITÉS à volumes égaux, celle de l'air étant 1.	CAPACITÉS à masses égales, celle de l'air étant 1.	CAPACITÉS à masses égales, celle de l'eau étant 1.
Air atmosphérique. . .	1,0000	1,0000	0,2669
Hydrogène	0,9033	12,3401	3,2936
Oxigène.	0,9765	0,8848	0,2361
Azote.	1,0000	1,0318	0,2734
Oxide de carbone . . .	1,0340	1,0805	0,2884
Acide carbonique . . .	1,2588	0,8280	0,2210
Oxide d'azote.	1,3503	0,8878	0,2369
Gaz oléifiant.	1,5530	1,5763	0,4207
Vapeur aqueuse. . . .	1,9600	3,1360	0,8470

VI. *Rapports des capacités, à pression constante et à volume constant, déterminées par Dulong.*

NOMS DES GAZ.	RAPPORTS des CAPACITÉS	CAPACITÉS à pression constante.
Air atmosphérique	1,421	1,00
Oxigène	1,415	1,00
Hydrogène.	1,407	1,00
Acide carbonique.	1,339	1,17
Oxide de carbone.	1,428	1,00
Oxide d'azote.	1,343	1,16
Gaz oléifiant	1,240	1,53

On remarque dans le tableau I la loi fondamentale établie par Dulong et Petit, savoir : que la capacité d'un corps simple, multipliée par le poids de son atome, donne un produit constant ; loi qui se trouve confirmée par les tableaux V et VI sur les gaz simples. On peut l'exprimer encore en disant que, dans les corps simples, les atomes ont des capacités égales

pour la chaleur. Si quelques corps, comme le phosphore, le carbone, etc., semblent échapper à cette loi, c'est peut-être à cause de l'incertitude qui existe encore sur le véritable poids de leurs atomes. Quant aux capacités des corps composés, elles ne sont point soumises à la loi précédente ; mais un assez grand nombre d'expériences, dans la discussion desquelles nous ne pouvons entrer ici, semblent déjà indiquer qu'il y a aussi des rapports assez simples entre les capacités des composés et celles de leurs atomes élémentaires ou complexes. On peut consulter à ce sujet les mémoires très intéressants de M. Avogrado et de M. Newmann.

Après avoir discuté les résultats de ses expériences sur les gaz, Dulong est conduit à la loi suivante : 1° des volumes égaux de tous les fluides élastiques pris à une même température et sous une même pression, étant comprimés ou dilatés subitement d'une même fraction de leur volume, dégagent ou absorbent la même quantité absolue de chaleur ; 2° les variations de température qui en résultent sont en raison inverse de leur chaleur spécifique à volume constant.

On n'a fait qu'un petit nombre d'expériences sur les variations de capacité que les gaz éprouvent par les changemens de pression ; ces expériences auraient cependant un très grand intérêt. M. Poisson a donné à cet égard la formule suivante (*Ann. de Chim.*, t. 23) :

$$x = 0{,}2669 \left(\frac{760}{p}\right)^{1-\frac{1}{k}} :$$

x est la capacité correspondante à la pression p ; k est le rapport des capacités à pression constante et à volume constant, dont la valeur est 1,421 pour les gaz simples.

§ 2. *Chaleur latente, chaleur des combinaisons, et mélanges réfrigérans.*

503. *Calorique de fluidité.* — Nous avons déjà indiqué (125) les observations par lesquelles on reconnaît l'absor-

ption du *calorique latent* ou du *calorique de fluidité* pendant la liquéfaction des corps. Il est visible maintenant que ces quantités de chaleur peuvent être déterminées par les moyens qui viennent de nous servir à comparer les chaleurs spécifiques des corps; et, entre ces moyens, le calorimètre et la méthode des mélanges seront les deux plus simples.

Pour déterminer, par exemple, avec précision le *calorique latent de la glace,* il suffit de prendre un poids connu de glace fondante, un kilogramme, et d'y mêler très promptement un kilogramme d'eau à 75°; après quelques instans, la glace est fondue, et l'on a 2 kilogrammes d'eau liquide, dont la température est 0, comme la température de la glace. Donc, toute la quantité de chaleur qui maintenait le kilogramme d'eau à 75° au-dessus de 0 a été absorbée par la fusion du kilogramme de glace, et se trouve ainsi la mesure exacte de sa chaleur latente. Quand la température ambiante est plus haute que 0, l'eau chaude perd de sa chaleur pendant qu'on la verse, et au contraire le vase où se fait le mélange reçoit du calorique extérieur pendant toute la fusion; alors, on n'arrive au résultat précédent qu'après les corrections nécessaires. Dans tous les cas, il importe que le mélange se fasse promptement, et, pour cela, il convient de prendre de la neige ou de la glace pilée.

Pour les autres substances, la principale difficulté qui se présente est la détermination préalable des capacités à l'état solide et à l'état liquide, et des variations que ces capacités éprouvent avec la température. On ne connaît le calorique de fluidité que pour les corps suivans, encore est-il permis de conserver des doutes sur leur exactitude :

1 kilogramme de spermacéti, en se congelant, pourrait fondre..... 1 kil.,1 de glace.
1 kilogramme de cire..... 1 kil.,3
1 kilogramme d'étain..... 3 kil.,7

504. *Calorique d'élasticité.* — Nous appellerons ainsi le *calorique latent* qu'un liquide absorbe en se vaporisant : son

existence nous est démontrée par la fixité de la température pendant l'ébullition des liquides et par le refroidissement produit pendant leur évaporation. Le calorique d'élasticité qui est propre à chaque vapeur se détermine, en général, par la méthode suivante : on fait bouillir le liquide à une température connue t, sa vapeur vient parcourir les plis du serpentin d'un calorimètre a (*fig.* 362), analogue à celui de MM. Delaroche et Bérard; là, elle se condense et se rassemble dans la caisse inférieure b; le tube droit c se ferme lorsqu'on opère sous une pression moindre que celle de l'atmosphère après avoir fait le vide dans l'appareil, et il peut rester ouvert lorsqu'on opère sous la pression atmosphérique. Le poids du liquide vaporisé s'estime par la perte que la cornue a faite, et, pour contrôle, on peut peser aussi le liquide r assemblé dans la caisse b. Pour éviter des corrections qui seraient incertaines, on met d'abord le calorimètre, par exemple, à une température de r^o au-dessous de la température ambiante θ, et l'on poursuit l'expérience jusqu'à ce qu'il arrive à r^o au-dessus, avec l'attention d'employer des temps égaux de part et d'autre de la température ambiante; alors, le calorimètre gagne autant par l'effet extérieur pendant la première moitié de l'expérience, qu'il perd pendant la seconde moitié.

Soit, maintenant, m la masse corrigée du calorimètre; comme il s'élève de $2\ r^o$, il gagne de la part de la vapeur une quantité de chaleur $2\ r\ m$: soit m' le poids de la vapeur qui est arrivée dans le serpentin, c' la capacité du liquide qui résulte de sa condensation ; ce liquide étant en définitive à la température $\theta+r$, et s'étant condensé à la température t, à laquelle la vapeur entre dans le serpentin, s'est refroidi de $t-\theta-r$, et a, par conséquent, donné au calorimètre une quantité de chaleur $m'c'\ (t-\theta-r)$: d'ailleurs, dans l'acte de la condensation, chaque unité de la masse m' de vapeur a abandonné une quantité inconnue x de chaleur latente, ou en somme $m'x$.

On a donc :

$$m'x + m'c'(t - \theta - r) = 2rm;$$

d'où l'on déduit la valeur de x.

Pour donner de la précision à l'expérience, il importe surtout d'agiter sans cesse le liquide du calorimètre au moyen de l'agitateur dont il est pourvu, et de prendre toutes les précautions possibles pour que la vapeur n'emporte pas des gouttelettes liquides qui n'auraient point à déposer de chaleur latente.

On a trouvé ainsi les résultats suivans :

Eau.....	550.
Alcool.....	207,7
Ether sulfurique.....	96,8
Essence de térébenthine.....	76,8;

c'est-à-dire que 1 kilogramme de vapeur de ces différens liquides, en se condensant sans changer de température, est capable d'élever de 1° un poids d'eau de 550 kilogrammes, de 207,7, etc.

Les 3 derniers résultats ont été obtenus par M. Despretz; il avait obtenu 531 pour la vapeur d'eau; Rumford donnait 567; Dulong 543. Ce dernier nombre est sans aucun doute le plus exact, et, si nous donnons 550, c'est parce que c'est le nombre généralement reçu dans l'usage ordinaire, et parce qu'il ne s'écarte pas beaucoup des résultats de Dulong.

Lorsque la vapeur d'eau se forme à d'autres températures, il y a bien plus d'incertitude encore sur la vraie valeur de sa chaleur latente : cependant les expériences, qui ont été faites par M. Clément tendent à prouver qu'un kilogramme de vapeur d'eau au *maximum* de force élastique contient toujours la même quantité de chaleur; c'est-à-dire que la somme des quantités de chaleur nécessaires pour chauffer l'eau à partir de 0 à t^o, et pour la vaporiser à t^o, reste constante; quant à t^o, la vapeur est au *maximum* de force élastique.

505. *Chaleur des combinaisons, et chaleur animale.* — Toute combinaison chimique dégage de la chaleur ou du

froid. Cette vérité générale est établie sur l'ensemble des faits que la chimie a pu recueillir, soit dans la nature inorganique, soit dans le développement de la végétation, soit dans l'accroissement des corps vivans et dans le renouvellement continuel de leur substance pondérable. Toutes ces quantités de chaleur dégagées ou absorbées, tantôt par l'intime union des élémens matériels, tantôt par leur ségrégation, peuvent être comparées et mesurées comme les chaleurs spécifiques ou les chaleurs latentes.

Nous nous contenterons d'indiquer ici les méthodes par lesquelles on détermine la chaleur développée par la combustion, et la chaleur développée par la respiration des animaux.

Pour la combustion, l'on se sert du calorimètre de Rumford (*fig.* 363), qui ne diffère que par sa forme de celui qui sert à déterminer les chaleurs latentes des vapeurs; le mode d'expérience est exactement le même. Dans le calorimètre de Rumford, le serpentin est horizontal afin que les produits de la combustion ne s'échappent pas trop vite, et l'entrée *a* du serpentin est munie d'une espèce d'entonnoir où se place le corps soumis à la combustion. Si c'est l'huile ou l'alcool, les expériences sont très faciles : on les met dans une petite lampe que l'on pèse, au commencement de l'expérience et à la fin, pour savoir le poids du corps qui a brûlé; la flamme et les produits de la combustion parcourent les plis du serpentin; on néglige la chaleur qu'ils conservent en sortant, et l'on prend pour chaleur dégagée la chaleur $2rm$, m étant la masse d'eau corrigée du calorimètre, et $2r$ l'élévation de température qu'il reçoit en partant de r^o au-dessous de la température ambiante pour s'élever de r^o au-dessus.

Le tableau suivant contient les résultats obtenus par Rumford (R) en suivant cette méthode, et ceux qui ont été obtenus par Lavoisier et Laplace (LL) au moyen du calorimètre; les trois résultats obtenus par M. Despretz (D) résultent d'une méthode analogue à celle de Rumford.

Tableau des quantités de chaleur dégagées par la combustion de diverses substances.

DÉSIGNATION DES SUBSTANCES.	ÉLÉVATION DE TEMPÉRATURE que 1 gr. de chaque substance en se brûlant avec l'oxigène communiquerait à 1 gr. d'eau.	ÉLÉVATION DE TEMPÉRATURE que 1 gr. d'oxigène, en brûlant chaque substance, communiquerait à 1 gr. d'eau.
Fer	» D.	5325
Hydrogène.	23400° LL.	2910
Idem	» D.	2578
Huile d'olive	11166 LL.	3696
Idem	9044 R.	2993
Cire blanche	10500 LL.	3355
Idem	9479 R.	3029
Huile de colza épurée.	9307 R.	»
Suif.	8369 R.	»
Idem	7186 LL.	»
Éther sulfurique . . .	8030 R.	3136
Phosphore.	7500 LL.	5885
Charbon	7226 LL.	2722
Idem	» D.	2967
Naphte	7338 R.	»
Alcool à 42° Baumé . .	6195 R.	3019
Idem, plus aqueux.	5422 R.	»
Idem, à 33°. . . .	5261 R.	»
Bois très sec	4314 R.	3093

De la chaleur animale. — Les corps organisés semblent se soustraire aux lois générales de la chaleur, car ils ne sont presque jamais à la température des milieux dans lesquels ils vivent. Le corps humain n'est point à la température de l'air qui l'environne : les animaux des régions polaires sont plus chauds que la glace sur laquelle ils reposent; ceux des régions équatoriales plus froids, en général, que l'air brûlant qu'ils respirent; les oiseaux ne sont point à la température de l'atmosphère, ni les poissons à la température de l'eau où ils sont plongés. Il y a donc dans les corps organisés quelque chaleur propre, ou plutôt quelque moyen de produire, suivant le besoin, de la chaleur ou du froid; car,

la matière pondérable qui les compose doit nécessairement, comme matière pondérable, être soumise aux lois générales de l'équilibre de température. Cette question de la chaleur des corps vivants se réduit à trois points que nous allons successivement examiner : 1° quelle est leur température ? 2° quelles sont les quantités de chaleur qu'ils peuvent produire dans un temps donné ? 3° par quels moyens ces quantités de chaleur peuvent-elles être produites ?

De la température du corps humain. — La température intérieure paraît être la même dans les différens organes, et elle paraît être la même aussi que celle qu'on obtient en plaçant un petit thermomètre sous la langue, et en tenant la bouche exactement fermée pendant tout le temps que le thermomètre éprouve des variations. Cette température est de 37° ; l'état de santé et de maladie, l'âge et le climat n'y peuvent produire que de légères différences. MM. Breschet et Becquerel ont fait dernièrement sur ce sujet un grand nombre d'expériences très intéressantes avec des appareils thermo-électriques d'une grande sensibilité. M. John Davy a fait sur ce point des observations curieuses dans le cours de ses voyages, et surtout dans une traversée des ports de l'Angleterre à l'île de Ceylan. En prenant à diverses latitudes la température de plusieurs hommes de l'équipage, il a reconnu qu'elle s'accroît en arrivant dans les pays chauds ; cet accroissement toutefois est assez faible, car il ne s'élève qu'à 1° environ. En même temps, M. John Davy a pris des températures sur des naturels de Ceylan, sur des Hottentots, sur des nègres de Madagascar et de Mozambique, sur des Albinos, sur des Malais, sur des Cipayes, sur des prêtres de Boudha, qui ne mangent que des légumes, et sur des Vaidas, qui ne mangent que de la viande. Toutes ces températures sont très peu différentes : la plus basse de toutes est de 35,8 ; elle appartient à deux Hottentots du cap de Bonne-Espérance : la plus élevée se trouve de 38,9 ; elle appartient à deux enfants d'Européens, nés à Colombo, l'un de 8 et l'autre de 12 ans.

M. John Davy a observé aussi les températures d'un grand nombre d'animaux, comme on le voit dans le tableau suivant.

Tableau des températures de divers animaux observées par M. John Davy.

NOM DE L'ANIMAL.	SA TEMPÉR. EN DEGRÉS CENTIGR.	TEMPÉRATURE AMBIANTE.	LIEU DE L'OBSERVATION.
	Mammifères.		
Singe	+39°,7	+30°	Colombo.
Pangolin	26, 7	27	*Idem.*
Chauve-souris	37, 8	28	*Idem.*
Idem	38, 3	28	*Idem.*
V. vampirus	37, 8	21	*Idem.*
Ecureuil	38, 8	27	*Idem.*
Rat commun	38, 8	26, 5	*Idem.*
Lièvre commun	37, 8	26, 5	*Idem.*
Ichneumon	39, 4	27	*Idem.*
Tigre	37, 2	26, 5	*Idem.*
Chien	39, 0	»	Kandy.
Idem	39, 6	»	*Idem.*
Jackal	38, 3	29	Colombo.
Chat commun	38, 3	15	Londres.
Idem	38, 9	26	Kandy.
Panthère	38, 9	27	Colombo.
Cheval (race arabe)	37, 5	26	Kandy.
Mouton	39,5 à 40,0	En été.	Ecosse.
Idem	39,5 à 40,0	19	Cap de Bonne-Espérance.
Idem	40,0 a 40,5	26	Colombo.
Bouc	39, 5	26	*Idem.*
Chèvre	40, 0	26	*Idem.*
Bœuf	38, 9	En été.	Edimbourg.
Idem	38, 9	26	Kandy.
Élan femelle	39, 4	25, 6	Colombo.
Porc	40, 5	25, 6	Dans le Doombera.
Eléphant	37, 5	26, 7	Colombo.
Marsouin	37, 8	23, 7	En mer; latit. 8° 23' N.
	Oiseaux.		
Milan	37, 2	25 3	Colombo.
Chat-huant	40, 0	15 6	Londres.
Perroquet	41, 1	24	Kandy.
Choucas	42, 1	31, 5	Ceylan.
Grive commune	42, 8	15, 5	Londres.
Moineau commun	42, 1	26, 6	Kandy.
Pigeon commun	42, 1	15, 5	Londres.
Idem	43, 0	25, 5	Colombo.
Idem	43, 3	25, 5	*Idem.*
Poule de Jungles	42, 0	25, 5	Ceylan.
Idem	42, 5	25, 5	*Idem.*
Poule commune	42, 5	4, 3	Edimbourg.
Idem	43, 3	25, 5	Colombo.
Idem	42, 2	25, 5	*Idem.*
Coq vieux	43, 3	25, 5	*Idem*
Coq adulte	43, 9	25, 5	*Idem.*
Poule de Guinée	43, 9	25, 5	Près de Colombo.
Coq d'Inde	42, 7	25, 5	*Idem.*
Pétrel	40, 3	26	En mer; latit. 2° 3' N.
P. Capensis	40, 8	18	*Idem;* latitude 34° S.
Oie commune	41, 7	25, 5	Près de Colombo.
Canard commun	43, 9	25, 5	*Idem.*

NOM DE L'ANIMAL.	SA TEMPÉR. EN DEGRÉS CENTIGR.	TEMPÉRATURE AMBIANTE.	LIEU DE L'OBSERVATION.
		Amphibies.	
Tortue	28°,9	26°	En mer; latit. 2° 27' N.
Idem	29, 4	32	Co ombo.
Tortue Geometrica	16, 9	16	Cap de Bonne-Espérance.
Idem	30, 5	26, 6	Colombo.
Rana Ventricosa	25, 0	26, 7	Kandy.
Iguana	29, 0	27, 8	Colombo.
Serpent	31, 4	27, 5	*Idem.*
Idem	29, 2	28, 1	*idem.*
Idem	32, 2	28, 3	*Idem.*
		Poissons.	
Requin	25, 0	25, 7	En mer; la tit. 8° 23' N.
Bonite, au cœur	27, 8	27, 2	*Idem;* latit. 1° 14' S.
Idem, dans les musc. intér.	37, 2	27, 2	*Idem.*
Truite commune	14, 4	13, 3	Près Edimbourg.
Poisson volant	25, 5	25, 3	En mer; latit. 6° 57' N.
		Mollusques.	
Huître commune	27, 8	27, 8	Près de Colombo.
Limaçon	24, 6	»	Kandy.
		Crustacés.	
Ecrevissé	26, 1	26, 7	Colombo.
Crabe	22, 2	22, 2	Environs de Kandy.
		Insectes.	
Scarabée	5. 0	24, 3	Kandy.
Ver-luisant	25, 3	22, 8	*Idem.*
Blatta orientalis	25, 9	28, 3	*Idem.*
Idem	23, 9	25, 3	*Idem.*
Grillon	22, 5	16, 7	Cap de Bonne-Espér.
Guêpe	24. 4	25, 9	Kandy.
Scorpion	25, 3	26, 1	*Idem.*
Julus	25, 8	26, 6	*Idem.*

Remarques. Pour les *amphibies*, le nombre qui se trouve dans la colonne de la *température ambiante* est la température de l'air; pour les poissons, l'huître commune et le crabe, c'est la température de la mer.

On voit que les oiseaux sont de tous les animaux ceux dont la température est la plus élevée; les mammifères occupent le second rang; viennent ensuite les amphibies, les poissons et certains insectes; la dernière classe comprend les mollusques et les crustacés, qui sont sensiblement à la température ambiante, ainsi que les vers sur lesquels on a jusqu'à présent fait des expériences.

La bonite offre un exemple remarquable : la mer étant à

27,2, la température de la bonite s'est trouvée de 27°,8 au cœur, et de 37,2 dans les muscles intérieurs ; le cœur est très près de la surface.

506. *Quantités de chaleur produites par divers animaux.* — Ces quantités de chaleur peuvent être déterminées par le calorimètre, et MM. Lavoisier et de Laplace n'avaient pas manqué d'appliquer leur instrument à ce genre de recherches. Dulong a employé un autre moyen, qui est sans doute le plus précis et le plus ingénieux que l'on puisse imaginer ; son beau travail sur ce sujet n'est point publié, et nous ne pourrons donner ici qu'une idée générale de son appareil et de ses résultats. L'animal que l'on soumet à l'épreuve est enfermé, fort à son aise, dans une caisse en cuivre mince, qui est plongée dans une grande masse d'eau ; l'air nécessaire à la respiration lui est fourni par un gazomètre ; les produits de la respiration sont conduits au dehors ; ils sortent à la température de la masse d'eau ; ils sont recueillis et analysés. L'expérience dure environ deux heures, et par l'élévation de température de l'eau, on juge, après avoir fait toutes les corrections, quelle est la quantité de chaleur qui a été fournie par l'animal en expérience. Dulong a déterminé ces quantités de chaleur avec une grande précision sur des individus de différentes espèces, jeunes ou adultes, carnivores ou frugivores. Ces animaux n'ayant à souffrir ni gêne ni fatigue, on conçoit que s'ils perdent de la chaleur à chaque instant, il faut qu'à chaque instant ils en reproduisent en égale quantité, et nous allons voir par quels moyens.

Causes principales de la chaleur des animaux. — L'air qui a servi à la respiration est altéré comme l'air qui a servi à la combustion. L'oxigène s'est en partie combiné avec du carbone, pour former de l'acide carbonique ; donc, il se fait dans les poumons une véritable combustion. Quand Lavoisier eut fait cette découverte, la chaleur animale ne fut plus un mystère : on en vit la source dans le phénomène de la respiration. Cependant, il faut mesurer cette source et savoir

si, à elle seule, elle compense exactement les pertes ; c'est ce qu'a fait Dulong. Après avoir déterminé, comme nous venons de le voir, la quantité de chaleur perdue par un animal dans un temps donné, il a cherché la quantité de chaleur produite par la respiration. L'air qui est fourni à l'animal est mesuré par le gazomètre, les altérations qu'il éprouve sont données par l'analyse. Voici ce qu'elles sont : 1° il sort plus humide ; 2° une partie de l'oxigène est remplacée par de l'acide carbonique ; 3° une autre portion de l'oxigène disparaît ; 4° l'azote n'éprouve que de faibles variations. Admettant que l'oxigène qui est passé à l'état d'acide carbonique s'est réellement combiné avec du carbone pendant l'inspiration, ou après avoir été absorbé, on peut calculer la quantité de chaleur qui en résulte. Admettant ensuite que la quantité d'oxigène qui a disparu s'est combinée avec de l'hydrogène pour former de l'eau, on peut pareillement calculer la quantité de chaleur qui en résulte. La somme de ces deux quantités de chaleur représente certainement toute la chaleur que la respiration peut produire ; or, cette somme représente, dans certains cas, les $\frac{9}{10}$ de la chaleur perdue par l'animal, et, dans d'autres cas, les $\frac{4}{10}$ seulement. Tel est le résultat curieux auquel Dulong a été conduit. Il paraît donc qu'il y a dans les animaux, outre la respiration, quelque autre source de chaleur. Il reste à savoir si elle se trouve dans les sécrétions diverses qui se font à chaque instant, ou si elle est plus cachée et dépendante de l'action plus ou moins énergique du système nerveux.

507. *Mélanges réfrigérans.* — Nous avons déjà indiqué la cause générale du froid qui se produit dans les mélanges réfrigérans. Si, en même temps qu'il y a fusion dans ces mélanges, il n'y avait pas d'action chimique dégageant de la chaleur, on comprend qu'il suffirait de connaître les capacités des élémens et les quantités de chaleur latente pour calculer d'avance le degré de froid que l'on peut obtenir avec des élémens donnés : mais, la question est trop complexe

pour qu'il soit possible à présent d'en faire l'analyse; nous nous bornerons donc à rapporter les moyens pratiques de faire les mélanges réfrigérans les plus usuels.

Tableau des mélanges réfrigérans.

MÉLANGES DE NEIGE ET DE SEL, OU D'ACIDE ÉTENDU, OU D'ALCALI.		ABAISSEMENT DU THERMOMÈTRE.
Neige	1	de 0° à —17,77
Sel marin	1	
Hydrochlorate de chaux	3	de 0 à —27,77
Neige	2	
Potasse	4	de 0 à —28,33
Neige	3	
Neige	1	de— 6,66 à —51
Acide sulfurique étendu	1	
Neige ou glace pilée	2	de—17,77 à —20,55
Sel marin	1	
Neige et acide nitrique étendu		de—17,77 à —43.33
Hydro-chlorate de chaux	2	de—17,77 à —54,44
Neige	1	
Neige ou glace pilée	1	de—20,55 à —27,77
Sel marin	5	
Hydrochlorate d'ammoniaque et nitrate de potasse	5	
Neige	2	de—23,33 à —48,88
Acide sulfurique étendu	1	
Acide nitrique étendu	1	
Neige ou glace pilée	12	de—27,77 à —31,66
Sel marin	5	
Nitrate d'ammoniaque	5	
Hydrochlorate de chaux	3	de—40 à —58,33
Neige	1	
Acide sulfurique étendu	10	de—55,55 à —68,33
Neige	8	

§ 3. *Remarques générales sur les sources de chaleur et de froid.*

Les seules sources de chaleur qui nous soient connues sont celles qui résultent des actions électriques, des actions moléculaires et des actions mécaniques. Quelques physiologistes supposent, il est vrai, qu'il y a aussi des forces organiques,

différentes des forces chimiques, qui sont capables de développer de la chaleur, mais, jusqu'à présent, les effets calorifiques de ces forces ne sont pas constatés par des expériences assez décisives.

L'incandescence du charbon entre les poses de la pile, la fusion, la volatilisation des métaux, soit par les courans, soit par les décharges des batteries ordinaires, démontrent assez la puissance calorifique de l'électricité ; on a déjà essayé par diverses expériences de déterminer les quantités de chaleur, que des courans d'une intensité donnée peuvent développer : cependant, cette question est loin d'être résolue ; il y a trop peu long-temps que l'on sait mesurer les intensités relatives des courans avec une exactitude suffisante.

Les actions moléculaires, considérées comme sources de chaleur, ne comprennent pas seulement les actions chimiques dans leur ensemble et dans toutes leurs particularités, mais elles comprennent aussi les forces expansives des fluides élastiques qui déterminent la formation des vapeurs ou l'augmentation du volume des gaz quand la pression diminue, les actions capillaires et les actions encore peu connues qui se produisent sans doute au contact des corps, quel que soit leur état. C'est à ces actions particulières qu'il faut sans doute rapporter les dégagements de chaleur que j'ai constatés autrefois au contact des solides et des liquides, et qui sont quelquefois tels que l'élévation de température est de 8 ou 10 degrés lorsqu'on mouille un solide avec un liquide qui a bien exactement la même température que lui. C'est probablement encore à ces actions qu'il faut rapporter *l'ignition spontanée* découverte par Dœbereiner, et qui se manifeste lorsque l'éponge de platine se trouve en contact avec un mélange d'hydrogène et d'oxigène, et qui se manifeste aussi, comme l'ont démontré Dulong et M. Thénard, sur certains métaux présentés à certains mélanges gazeux, dans un état de division convenable et sous diverses conditions : l'élévation de température ne va pas toujours jusqu'à l'ignition, mais il

suffit qu'elle se produise pour qu'il soit permis d'admettre qu'il y a là une cause analogue à celle qui agit au contact du platine divisé et du mélange d'hydrogène et d'oxigène.

Les actions mécaniques sont aussi très multipliées et très diverses, lorsqu'on les considère comme sources de chaleur, mais leurs effets sont toujours analogues. Cependant, lorsqu'on veut apprécier et comparer leurs intensités, il faut tenir compte des actions chimiques qui succèdent quelquefois aux actions mécaniques : ainsi, quand l'amadou s'enflamme dans le briquet à air, ou quand le bois s'enflamme par le frottement, il ne faut attribuer à l'action mécanique que l'élévation de température qui est nécessaire pour déterminer l'action chimique et non pas l'élévation de température qui résulte de l'action chimique elle-même. Il pourrait même arriver, dans les phénomènes de cette nature, que l'action mécanique favorisât la combinaison des élémens autrement que par l'élévation de température, soit par la disposition particulière qu'elle donne aux molécules, soit par d'autres causes ; il est même probable que la détonation des poudres fulminantes, par la friction ou par le choc, est un effet complexe, et que la chaleur produite par l'action mécanique n'est pas la seule force qui détermine l'explosion.

Quand les actions mécaniques agissent seules, comme cela a lieu, par exemple, par le frottement des corps non oxidables, par la compression de l'air dans des vases où il n'y a pas d'élémens combustibles, par la compression des métaux sous l'action du balancier, etc., il devient plus facile de déterminer les quantités de chaleur qui se développent ; mais, toutes ces questions n'ont pas encore été étudiées avec la suite et le degré de précision qu'elles méritent.

LIVRE HUITIÈME.

MÉTÉOROLOGIE.

CHAPITRE PREMIER.

De la chaleur terrestre.

508. Les divers degrés de chaleur ou de froid exerçant une influence plus ou moins directe sur la plupart des phénomènes météorologiques, nous examinerons d'abord la question générale de la distribution de la chaleur dans le sein de la terre et de l'atmosphère. Pour résoudre cette question d'une manière complète, il ne faudrait pas seulement des observations passagères, faites sur quelques points isolés du globe, mais il faudrait des observations séculaires faites avec de bons instrumens dans tous les climats différens. Or, nous sommes loin de posséder ces élémens essentiels. La plupart des observations anciennes étaient faites comme au hasard et avec peu de précision; la météorologie de la chaleur ne date en réalité que du commencement de notre siècle; c'est alors que les immenses travaux de M. de Humboldt et les profondes recherches théoriques de Fourier et de De Laplace ont puissamment concouru à lui donner son essor et sa véritable direction; les bonnes observations sédentaires se sont multipliées, de nombreux voyages scientifiques ont été exécutés dans les hautes montagnes, sur toutes les mers, et dans des pays jusqu'alors inconnus à la science. Les résultats qui ont été recueillis dans le court espace de ces quarante dernières années forment déjà un vaste ensemble, et, s'ils sont encore

incomplets par leur nombre et par la durée qu'ils embrassent, il est vrai de dire qu'ils conduisent à plusieurs grandes questions sur l'état thermométrique du globe, qui peuvent dès aujourd'hui être abordées et discutées avec des données précises.

Ce chapitre est consacré à l'examen de ces questions.

Température de l'air à la surface du sol.—A l'Observatoire de Paris, les températures de l'air sont observées au moyen de l'appareil suivant (*fig.* 364) : *b b'* est une espèce de tambour composé de deux forts cercles de bois, réunis l'un à l'autre par des traverses *r r'*; ce tambour peut tourner sur un axe en fer *a a'* scellé dans le mur. Le thermomètre est représenté en *t t'*; son échelle, qui est en verre, se trouve ajustée contre l'une des traverses *rr'*; il est ordinairement exposé vers l'extérieur ; mais, lorsqu'on veut faire une observation, l'on fait tourner le tambour pour amener les divisions devant l'œil de l'observateur.

Cet appareil est exposé directement au nord, et ne reçoit par conséquent le soleil que pendant quelques heures le matin et le soir, depuis l'équinoxe du printemps jusqu'à l'équinoxe d'automne, mais on le tourne pour le mettre à l'ombre ; il est d'ailleurs abrité de la pluie par un petit toit conique de métal.

On appelle *température moyenne* d'un jour celle que l'on obtiendrait en ajoutant entre elles les observations faites à tous les instans de la journée, et en divisant cette somme par le nombre des instans ; mais, comme les changemens ne sont jamais ni très brusques, ni très irréguliers, on comprend qu'aux observations de chaque instant on peut substituer des observations faites, par exemple d'heure en heure, pendant les 24 heures ; de plus, l'expérience a fait voir qu'au lieu d'observer d'heure en heure, on peut adopter les deux méthodes suivantes : 1° prendre la moyenne de trois observations faites, la première au lever du soleil, la deuxième à deux heures de l'après midi, la troisième au coucher du soleil ;

2° prendre la moyenne des deux températures *maximum* et *minimum* de la journée. Cette seconde méthode est celle qui est adoptée à l'Observatoire de Paris.

La *température moyenne d'un mois* est la somme des températures moyennes de tous les jours du mois, divisée par le nombre de ces jours.

La *température moyenne de l'année* est la somme des températures moyennes des douze mois, divisée par 12. Mais il est important de remarquer que l'on arrive au même résultat, ou à peu près, par deux autres méthodes : 1° en prenant seulement la moyenne du seul mois d'octobre; 2° en prenant la moyenne des températures correspondant à une seule heure de la journée, qui serait, pour notre latitude, l'heure de 9 heures du matin.

Enfin, l'on ne cherche la température moyenne de l'année que pour arriver à la *température moyenne du lieu;* celle-ci est la *moyenne de toutes les moyennes annuelles*. Il faut de nombreuses années d'observation pour obtenir un résultat qui approche un peu de la vérité, et même cette vérité n'existe que sous une condition : elle suppose que les changemens de température auxquels une localité se trouve soumise sont des changemens qui s'accomplissent par oscillation et non par progression. Si un climat pouvait être d'une manière indéfinie progressivement chaud ou progressivement froid, il ne faudrait pas chercher sa température moyenne sans cesse changeante : il faudrait chercher la loi de la progression croissante ou décroissante de cette température; elle serait irrégulière sans doute, mais elle existerait : tout phénomène durable est soumis à une loi. Les observations tendent à démontrer que tous les climats de la terre sont stables, et que leurs vicissitudes ne sont que des périodes ou des oscillations plus ou moins étendues. Il existe donc une température moyenne propre à chaque lieu, et c'est là une donnée fondamentale que nous avons à déterminer. Dans les climats où les observations de plusieurs années successives donnent

des moyennes très différentes, il faut un très grand nombre d'années pour obtenir une température moyenne qui approche de la vérité. S'il arrive, par exemple, que la plus grande différence entre les moyennes de vingt années consécutives s'élève jusqu'à 5°, on pourra supposer, avec quelque probabilité, que cent années d'observations donneront une moyenne qui sera encore en erreur de $\frac{5}{100}$ de degré ou de $\frac{1}{20}$ de degré. Au contraire, si la plus grande différence entre ces moyennes ne s'élève qu'à 1°, on pourra supposer que cent années d'observation donneront une moyenne dont l'erreur ne dépassera pas $\frac{1}{100}$ de degré.

Par exemple, à Paris, la moyenne des trente dernières années est de 10° 80, et la différence entre la plus grande et la plus petite de ces moyennes n'atteint pas tout à fait 3° ; ainsi, la vraie moyenne de Paris est maintenant connue à moins de $\frac{1}{10}$ de degré près. Malheureusement, le nombre des points pour lesquels on a ainsi des moyennes suffisamment approchées est encore excessivement restreint. Cependant, M. de Humboldt a essayé de discuter l'ensemble des résultats connus, et nous devons donner ici une idée du travail qu'il a publié sur ce sujet (*Mémoire de la Société d'Arcueil*, t. 3).

Lignes isothermes. — Sur un même méridien, la température moyenne diminue en allant de l'équateur vers les pôles, et sur une même verticale la température diminue avec l'élévation absolue. Ainsi, la latitude et la hauteur au-dessus du niveau de la mer sont les deux causes générales qui déterminent la température moyenne d'un point de la terre ; mais l'influence de ces causes est modifiée par une foule d'influences accidentelles ou locales : la distance à la mer, la présence des montagnes, la nature du sol, sa culture et son inclinaison, la direction des vents et tous les phénomènes atmosphériques, sont autant de causes secondaires, tantôt constantes et tantôt variables, qui modifient sans cesse les deux causes générales. On conçoit dès-lors qu'il devient très difficile d'établir de l'ordre au milieu de cette confusion, et

de soumettre à une loi commune des phénomènes si variés.

Voici, cependant, quelques définitions qui nous serviront à rapprocher les résultats et à les embrasser dans une seule pensée.

Concevons, par exemple, qu'un voyageur fasse le tour du monde en partant de Paris, et qu'il passe par tous les points de l'hémisphère boréal, pour lesquels la température moyenne est, comme à Paris, de 10° 8 ; la route qu'il aura parcourue formera autour de la terre une courbe d'*égale chaleur;* c'est ce que l'on nomme une *ligne isotherme.* Ainsi, une *ligne isotherme* est celle qui passe par tous les points de la surface de la terre pour lesquels la température moyenne est la même. La ligne isotherme de 10° 8 est loin de coïncider avec le *parallèle* de Paris; elle est irrégulière et sinueuse, c'est-à-dire qu'elle passe par des points dont la latitude est très différente de la latitude de Paris. On peut concevoir de même la ligne isotherme correspondant à une autre température moyenne quelconque: elle pourra être sinueuse comme celle de Paris, mais suivant d'autres lois qui lui sont propres. L'espace compris entre deux lignes isothermes est ce que l'on appelle une *bande isotherme* ou une *zône isotherme.* Ainsi, la zône isotherme de 10° à 5° est celle qui est comprise entre les lignes isothermes de 10° et de 5°.

Nous nous bornerons ici à diviser l'hémisphère boréal en six zônes isothermes, savoir :

1° La zône de 30° à 23° 5, c'est la zône torride,
2°. . . de 23 5 à 20
3°. . . de 20 à 15
4°. . . de 15 à 10
5°. . . de 10 à 5
6°. . . de 5 à 0,

et nous indiquerons seulement les sinuosités générales de ces différentes zônes.

Zône torride. — L'ensemble des observations indique que

la température moyenne est, sous l'équateur, comprise entre 27°,5 et 28°. Cependant, cette moyenne est modifiée par la grande étendue des mers équatoriales; sous la ligne, les continents n'occupent que le sixième de la circonférence de la terre. Ainsi, en se rapprochant des tropiques et particulièrement du tropique du cancer, nous ne devons pas être étonnés que l'on trouve des températures moyennes qui dépassent sensiblement celle de l'équateur; pour Pondichéry, par exemple, la moyenne est de 29°,6.

Cependant, les lignes isothermes de 23°, 5 sont très peu sinueuses; tout semble indiquer qu'elles ne font que de très petites excursions de part et d'autre des tropiques.

Zône de 23°,5 *à* 20°. — Cette zône embrasse des latitudes très différentes : Alger, qui se trouve à peu près sous le méridien de Paris, est un des points qui s'avancent le plus vers le nord, et l'on reconnaît déjà dans les lignes isothermes qui avoisinent 20° une tendance à être convexes vers le pôle dans leurs points qui correspondent au centre de l'Europe.

Zône de 20° à 15°. — Cette zône passe par les côtes de France sur tout le littoral de la Méditerranée par une latitude moyenne de 43°, et ensuite elle se rabaisse, soit à l'est vers Nangasacki et les côtes du Japon, soit à l'ouest vers Natchez, sur les bords du Mississipi auprès du golfe du Mexique.

Zône de 15° à 10°. — Si l'on prend encore dans cette zône les villes de France dont la température moyenne est de 12 à 13°, on voit que leurs latitudes sont plus grandes que celles des points de même température, soit à l'est comme Pékin, soit à l'ouest comme Cincinnati, New-York et Philadelphie. Aussi, dans la zône tempérée, à latitude égale, le climat d'Europe est plus chaud que les climats de l'Asie et de l'Amérique.

Zône de 10 *à* 5°. — En comparant les températures moyennes de Fayetteville et de Copenhague, celles de Qué-

bec et de Stockholm, celles de Kendal et de Berlin, on reconnaîtra de plus en plus la différence qui existe entre le climat du méridien de Paris et les climats qui sont à l'est et à l'ouest de ce méridien.

Zône de 5 à 0°. — Il est à regretter que l'on ne possède pas dans cette zône quelques séries d'observations dans la Sibérie et dans le nord de l'Amérique. Ces observations seraient d'autant plus intéressantes qu'elles permettraient de tracer avec quelque précision les limites où va s'éteindre la végétation. Cependant, cette bande paraît comprendre les latitudes de 60 à 70°.

Régions polaires. — Les diverses expéditions qui ont été faites vers le pôle boréal, dans ces dernières années, ont fourni un grand nombre d'observations précieuses, desquelles il semble résulter que la température du pôle lui-même serait comprise entre 25 et 30° au-dessous de zéro.

Températures moyennes des jours, des mois et des saisons, températures extrêmes et climats. — Les climats sont caractérisés, en ce qui dépend de la chaleur, et par la température moyenne de l'année et par les variations que la température des jours, des mois et des saisons, peuvent éprouver. On peut dire que le climat est *brûlant* dans la zône torride, *chaud* dans la zône de 23°,5 à 20°, *doux* dans la zône de 20 à 15°, *tempéré* dans la zône de 15 à 10°, *froid* dans la zône de 10 à 5°, *très froid* dans la zône de 5° à 0, et *glacé* dans la zône dont la température moyenne est au-dessous de 0. Mais, les climats qui appartiennent à la même zône ou à la même ligne isotherme doivent se distinguer entre eux; et nous proposerons d'appeler : *climats constans*, ceux qui n'offrent pas de grandes différences dans le cours de l'année entre les extrêmes de la chaleur et du froid; *climats variables*, ceux qui offrent d'assez grandes différences; et, d'après Buffon et M. de Humboldt, nous appellerons *climats excessifs* ceux qui offrent de très grandes différences. Le tableau suivant offrira un exemple de cette distinction.

Noms des lieux.	Température moyenne de l'année.	Température moyenne du mois le plus chaud.	Température moy. du mois le plus froid.	Différences.
Funchal	20, 3	24, 2	17, 2	6, 4
Saint-Malo	12, 3	19, 4	5, 4	14, 0
Paris	10, 6	18, 5	2, 3	16, 2
Londres	10, 2	18, 0	3, 2	15, 8
New-York	12, 1	27, 1	—3, 7	30, 8
Pékin	12, 7	29, 1	—4, 1	33, 2

Funchal a un climat constant : ce caractère appartient presque toujours au climat des îles.

Saint-Malo, Londres et Paris offrent un exemple de climats variables, tandis que New-York et Pékin ont évidemment des climats excessifs.

Il suffit de réfléchir un instant sur l'influence prodigieuse que la chaleur et le froid exercent sur tous les êtres organisés pour concevoir que, à température moyenne égale, les productions ne peuvent être les mêmes dans les climats excessifs et dans les climats constans ou variables.

Ce n'est pas seulement par ces distinctions tranchées que les climats peuvent être caractérisés : s'il suffit de quelques degrés de froid de plus pour faire mourir les plantes et de quelques degrés de chaleur de plus pour faire mûrir les fruits; il est évident aussi que l'époque et la durée des grandes chaleurs et des grands froids sont des élémens indispensables à la connaissance des climats. Ainsi, les observateurs ne doivent pas songer seulement à déterminer les températures moyennes de l'année et les températures moyennes des mois les plus chauds et les plus froids, mais ils doivent parvenir enfin à déterminer la distribution de la chaleur dans tout le cours de l'année, et, pour cela, les observations journalières sont nécessaires. Ces observations une fois faites, il ne reste plus qu'à les combiner d'après de bonnes méthodes pour arriver aux températures moyennes des jours, des mois et des saisons.

Nous ne terminerons pas cet article sans rapporter encore, d'après M. Arago, les extrêmes de chaleur et de froid qui ont été observés à l'Observatoire de Paris (*Annuaire du Bureau des Longitudes*, 1825).

Maximum de la chaleur.			*Maximum du froid.*		
années.	mois.	température. degré centig.	années.	mois.	température.
1706	8 août	+35.3	1709	13 janvier	—23.1
1753	7 juillet	+35.6	1716	13 janvier	—18.7
1754	14 juillet	+35.0	1754	8 janvier	—14.1
1755	14 juillet	+34.7	1755	8 janvier	—15.6
1793	8 juillet	+38.4	1768	8 janvier	—17.1
1793	16 juillet	+37.3	1776	29 janvier	—19.1
1800	18 août	+35.5	1783	30 décembre	—19.1
1802	8 août	+36.4	1788	31 décembre	—22.3
1803	8 août	+36.7	1795	25 janvier	—23.5
1808	15 juillet	+36.2	1798	26 décembre	—17.6
1818	24 juillet	+34.5	1823	14 janvier	—14.5

Il paraît aussi que les plus hautes températures de l'air qui aient été observées sous la zône torride se sont élevées de 40 à 50°, et que Lyon et Ritchie ont même observé une température de 54° à l'oasis de Mourzouck.

D'une autre part, dans les régions polaires, le capitaine Parry a observé quelquefois des températures de 40 à 50 degrés au dessous de 0, ce qui donne environ 100 degrés pour la limite des variations extrêmes de température que l'air puisse éprouver à la surface de la terre.

Températures à diverses hauteurs au-dessus du sol. — Tout le monde sait que la température décroît à mesure que l'on s'élève dans l'atmosphère : on en voit une preuve assez frappante dans les neiges éternelles qui couvrent les hautes montagnes, comme les Alpes et les Pyrénées dans nos climats tempérés, le Chimborazo et les volcans de Cotopaxi et d'Antisana, sous la zône torride, presque immédiatement sous la ligne équinoxiale. On a fait beaucoup d'observations pour déterminer la loi de ce décroissement, mais cette loi paraît différente pour les différentes latitudes. Ainsi, dans les ré-

gions polaires, à Ingloolick, latitude 69° 21′, le capitaine Parry a élevé un cerf volant à 130 mètres environ de hauteur avec un thermomètre *à minimâ*, et dans cette haute région la température était de 31° au-dessous de 0, comme sur les glaces de la mer.

Sous l'équateur, M. Humboldt a fait un grand nombre d'observations dont les résultats généraux sont exprimés par le tableau suivant :

Hauteur.	Tempér. moyenne.	Différences.
0 mètres	27.5	
1000 —	21.8	5.7
2000 —	18.4	3.4
3000 —	14.3	4.1
4000 —	7	7.3
5000 —	1.5	5.5

Ainsi, dans ces régions, sur les flancs de ces montagnes, non moins prodigieuses par leur épaisseur que par leur élévation, le décroissement de la température n'est pas uniforme ; on voit qu'il est le plus petit possible entre 1000 et 3000 mètres. Cette couche de l'atmosphère est, sous l'équateur, la région habituelle des nuages; c'est là que les vapeurs, plus ou moins condensées, absorbent en plus grande proportion la chaleur solaire, et l'on ne doit pas s'étonner que cette région soit en effet moins refroidie que celles qui appartiennent à un air plus pur et plus transparent.

Les observations qui ont été faites dans nos climats donnent encore des nombres très différens : Dans son ascension aérostatique, M. Gay-Lussac a trouvé 174 mètres d'élévation pour un degré d'abaissement. Dans les Alpes on trouve 140 à 150 mètres, dans les Pyrénées de 238 à 125 mètres. On peut admettre en moyenne environ 200 mètres pour les régions équatoriales, et environ 170 à 180^{m} dans nos latitudes.

509. *Limite des neiges perpétuelles.* — Il nous reste à examiner maintenant quelles sont, dans les divers climats, les hauteurs auxquelles il faut s'élever pour trouver sur les flancs des montagnes cette limite de séparation entre les cimes toujours neigeuses et les terres qui reçoivent les rayons

du soleil, du moins pendant quelques semaines, et qui peuvent produire une végétation plus ou moins active. On avait cru pendant longtemps que là où commencent les neiges éternelles, la température moyenne de l'année est essentiellement la température de la glace fondante; mais M. de Humboldt a démontré par l'expérience qu'il n'en est point ainsi, et les observations de M. Léopold de Buch sur les neiges perpétuelles de la Norwège et de la Laponie ont donné à cette vérité une pleine confirmation. Dans la zône torride, à la limite des neiges, la température moyenne de l'air est de 1° 5 au-dessus de zéro : tandis qu'en Norwège, entre 60 et 70° de latitude, cette température moyenne s'abaisse à 6 dégrés au-dessous de zéro. Il n'est pas difficile de se rendre compte de ce phénomène; car, suivant la remarque de M. de Buch, la limite des neiges dépend surtout de la température des mois les plus chauds de l'année ; elle s'élève quand cette température est plus haute, et s'abaisse quand cette température est moindre. Or, la température des mois les plus chauds dans un lieu déterminé, dépend de l'état plus ou moins pur ou plus ou moins brumeux de l'atmosphère, de la nature et de l'inclinaison du sol, des vents auxquels il est exposé, etc.; et l'on conçoit que, toutes choses d'ailleurs égales, la limite des neiges sera d'autant plus relevée que la masse des neiges sera elle-même moins étendue.

Un pic de petites dimensions qui prendrait naissance dans une plaine pour s'élancer dans les airs jusqu'à la région des neiges aurait toujours vers son sommet des mois d'été beaucoup plus chauds qu'un massif énorme qui, après s'être refroidi pendant l'hiver, peut réagir plus longtemps sur l'air tempéré qui l'enveloppe en été, et déterminer au loin un abaissement de température plus ou moins sensible.

Nous avons rassemblé dans le tableau suivant les principales observations qui ont été faites jusqu'à présent sur la limite des neiges perpétuelles, depuis l'équateur jusqu'aux latitudes de 60 à 70°.

Latitude et nom de l'observateur.	Noms des lieux.	Hauteur de la limite des neiges au-dessus de l'Océan.	Température moyenne.
0 à 10° M. de Humboldt.....	Rucupichincha Huaupichincha Antisana Corazon Cotapaxi Chimborazo.	4795mètr.	1,5
14 à 19° M. Pentland.....	Cordilière orientale du Haut-Pérou	5200	
	Cordilière occidentale du Haut-Pérou	5130	
19 à 20 M. de Humboldt.....	Oribaza Popocatepetl Femmeblanche Nevado de toluca	4580	
27 à 36 M. Webb.....	Himalaya (pente méridionale)	3850	
	Himalaya (pente septentrionale)	5000	
42 à 43 Engelhardt et Parrot.	Caucase	3216	3,5
Ramond.....	Pyrénées.	2729	
45 à 46	Alpes	2670	4
M. Wahlenberg. 49.....	Carpathes	2592	
61 M. Léopold de Buch..	Pic de Saletind	1690	6
70 M. Léop. de Buch.....	Le Storvans-Field	1060	5

Nous ajouterons ici, d'après M. de Humboldt, quelques considérations sur chacune de ces localités (Mém. de M. de Humboldt sur la limite inférieure des neiges, etc., *Ann. de Phys. et de Chim.*, tom. XIV, page 1) :

1° Sous l'équateur, dans le massif prodigieux des Andes, que les Péruviens appellent fastueusement *la Cordilière royale des neiges*, on ne trouve pas d'une cime à l'autre, et pour les diverses saisons de l'année, une oscillation de plus de 25 à 30 mètres dans la limite des neiges.

Dans les plaines habitées d'Antisana, qui sont couvertes d'un superbe gazon composé d'herbes aromatiques, il tombe quelquefois, à 4,200 mètres de hauteur, trois ou quatre pieds de neige, qui se conservent pendant cinq ou six semaines.

Dans le royaume de Quito, on ne voit jamais de neige au-dessous de 3,700 mètres, où la température moyenne est d'environ 9°.

La grêle descend plus bas que la neige, à 1,000 mètres et même à 600 mètres; il en tombe tous les cinq à six ans une fois, mais il ne paraît pas qu'on en ait jamais vu dans les plaines inférieures.

Il paraît fort douteux qu'en Afrique on trouve près de l'équateur des montagnes assez hautes pour offrir à ces climats le spectacle des neiges éternelles.

2° L'observation de M. Pentland est très-remarquable, puisqu'elle fait voir que, du 14e au 19e degré de latitude australe, la limite des neiges est plus élevée que sous l'équateur lui-même; il serait important de connaître l'étendue des oscillations annuelles que cette limite peut éprouver, afin d'en déduire l'influence des plateaux et de la configuration du sol.

3° La limite des neiges ne s'abaisse que de 215 mètres en passant de l'équateur à la latitude de 19 à 20°, c'est-à-dire dans une étendue de 400 lieues.

L'oscillation annuelle des neiges est ici beaucoup plus grande que sous l'équateur, elle atteint quelquefois jusqu'à 600 ou 700 mètres d'étendue.

A peu près à la même latitude, les îles Sandwich présentent à O-Whyhee la cime remarquable de Mowna-Roa, à laquelle on donne plus de 5,000 mètres de hauteur; il serait curieux d'en avoir une mesure exacte, car il paraît bien constant qu'elle est parfois entièrement dépouillée de neiges.

4° La pente méridionale de l'Himalaya donne la limite des neiges à peu près à la hauteur que l'on pourrait déduire des observations mexicaines; mais la pente septentrionale présente un phénomène bien extraordinaire, puisque, d'après les mesures de M. Webb et les observations qu'il a faites au temple de *Kedarnach* et au *col de Niti*, la limite des

neiges s'élèverait à 5,000 mètres, c'est-à-dire à une hauteur plus grande que sous l'équateur. C'est assurément dans l'immense étendue des plateaux et dans la configuration du sol qu'il faudrait chercher l'explication de ce phénomène étonnant.

5° Le Caucase et les Pyrénées sont à la même latitude, et cependant la limite des neiges se trouve au Caucase à plus de 400 mètres plus élevée qu'aux Pyrénées. La température des mois les plus chauds dans ces deux contrées donnerait sans doute des indications précieuses sur la cause de cette différence.

6° Les observations de M. Léopold de Buch sur cette vaste chaîne qui sépare la Norwége dans toute sa longueur, et qui s'étend depuis le 58e jusqu'au 71e degré de latitude, sont bien propres à montrer l'influence que l'état brumeux de l'atmosphère peut exercer même sur la limite des neiges. Car on ne peut douter à présent que le relèvement considérable de cette limite jusqu'à 1,060 mètres dans ces hautes latitudes ne soit un effet de ces circonstances et du voisinage de la mer.

Températures à diverses profondeurs au-dessous du sol.

510. *De l'existence d'une* couche invariable, *située à une certaine profondeur au-dessous du sol, et dans laquelle la température reste la même depuis des siècles.* — Dès 1671, Cassini avait reconnu que la température des caves de l'Observatoire de Paris n'éprouve aucune variation dans le cours d'une année. En 1730, Lahire avait observé le même fait; mais M. le comte de Cassini, aujourd'hui membre de l'Académie des Sciences, conçut le premier tout ce qu'il y avait d'important dans ce phénomène remarquable : en 1771, il commença quelques séries d'expériences pour l'étudier, et, le 4 juillet 1783, il établit enfin dans les caves de l'Observatoire, de concert avec Lavoisier, un appareil très-sensible qui devait donner des résultats décisifs. Cet appareil, conservé et

réparé par les soins de M. Bouvard, n'a éprouvé aucun changement depuis plus de trente-deux ans. Il est disposé de la manière suivante :

Sur le sol des caves, à 27mètr.,60 au-dessous du pavé de l'Observatoire, s'élève un massif en pierre de 1mètr.,30 de hauteur, portant un grand vase en verre *v v'* (*fig.* 353), de 50 centim. de hauteur sur 35 à 40 centim. de diamètre. C'est dans ce vase rempli de sable très fin qu'est ajusté le thermomètre *t t'* ; son échelle *h h'* est en verre; elle est maintenue dans un cadre en cuivre, qui est lui-même fixé sur les parois de la cloche au moyen des traverses *s*, *s'*, *s''*, et des agrafes *g g' g''*. Ce thermomètre a été construit autrefois par Lavoisier avec du mercure bien purifié ; la boule a environ 7 centimètres de diamètre ; le tube est très-fin ; un degré occupe sur sa longueur 95 ou 97 millimètres. Ainsi, l'on peut aisément apprécier les demi-centièmes de degré qui occupent encore les $\frac{5}{10}$ d'un millimètre environ. Comme ce thermomètre ne marque que 15 ou 16° au-dessus de 0°, on a ménagé au dessus de la tige, en *r*, un petit réservoir pour recueillir l'excédant du mercure si la température venait à s'élever au-dessus de 16°.

Les anciennes observations de M. Cassini et les observations assidues faites depuis trente-deux ans par M. Bouvard, montrent avec évidence que depuis plus de cinquante ans la température des caves de l'Observatoire est parfaitement constante, et égale à 11°,82 : car, dans toute cette période, le thermomètre n'a pas varié de 25 centièmes de degrés au dessus ou dessous de 11°,82 ; et l'on a reconnu, depuis, qu'un courant d'air accidentellement établi dans les souterrains par les travaux des carrières de Paris avait été la cause bien probable de ces oscillations.

Paris est le seul lieu de la terre pour lequel on ait une aussi belle série d'observations exactes et non interrompues pendant plus d'un demi-siècle ; mais un phénomène qui se soutient avec une telle régularité ne peut pas être un phé-

nomène accidentel, et nous en conclurons que dans tous les lieux il existe à une certaine profondeur au-dessous du sol un point dont la température reste constante avec les années, quelles que soient les variations extrêmes qui se développent et qui se succèdent à la surface du sol.

La série de ces points de température invariable forme autour du globe une surface que nous appellerons *couche invariable;* c'est à cette couche que viennent s'éteindre toutes les variations brusques ou périodiques que la croûte supérieure de la terre éprouve par les alternatives du jour et de la nuit, par le changement de vent ou par le renouvellement des saisons.

A l'équateur, cette couche invariable paraît être à une petite profondeur au-dessous du sol; cette profondeur augmente avec la latitude, et dans nos climats elle est de 25 à 30 mètres. Dans tous les lieux la température de cette couche paraît être un peu plus élevée que la température moyenne annuelle de la surface, et l'excès paraît augmenter avec la latitude.

Ainsi, nous sommes conduits à concevoir au dessous du sol et tout autour de la terre une certaine couche dont chaque point conserve perpétuellement la même température, qui est à peu près la température moyenne du point de la surface auquel il correspond verticalement; mais en même temps nous devons concevoir que cette couche invariable n'a pas une courbure régulière : les plaines, les montagnes, les vallées, la nature du sol, les lacs, les mers et mille autres causes peut-être, lui impriment des sinuosités particulières que l'expérience seule pourra nous révéler un jour.

Du mouvement de la chaleur au-dessus de la couche invariable. —Entre la surface du sol et la profondeur de 20 ou 25 mètres, l'on ne connaît qu'un très petit nombre d'observations, et ces observations même n'atteignent en général qu'une profondeur de 7 ou 8 mètres. Cependant, leur ensemble conduit aux conséquences suivantes, qui paraissent

s'appliquer surtout aux moyennes latitudes de l'hémisphère boréal :

1° Les variations diurnes ne se font sentir qu'à la profondeur d'environ un mètre ;

2° Les températures moyennes annuelles des différentes couches diffèrent peu de la température moyenne annuelle de l'air ;

3° Les différences entre le maximum et le minimum de chaque couche décroissent en progression géométrique pour des profondeurs qui croissent en progression arithmétique à partir de la surface : ainsi, en représentant par x la profondeur d'une couche, et par d la différence entre son maximum et son minimum, l'on a $d=ab^{-x}$, a et b étant deux constantes que l'on détermine par l'observation ; toutefois, cette formule est inexacte pour $x=o$, c'est-à-dire qu'elle ne reproduit pas les variations superficielles ;

4° L'ensemble des observations démontre qu'à la profondeur de 8 ou 9 mètres, la variation annuelle n'est plus que de 1° ; à 15 ou 16 mètres, elle n'est plus que de 0°,1 ; et à la profondeur de 20 à 25 mètres, elle n'est pas d'un centième de degré ;

5° A la profondeur d'environ 8 mètres, là où la variation est de 1°, les saisons sont précisément renversées, c'est-à-dire que le maximum arrive vers le premier janvier, et le minimum vers la fin de juin.

511. *De la température à de grandes profondeurs.* — Plusieurs observateurs avaient autrefois reconnu que dans les profondeurs des mines on éprouve une chaleur sensible, mais à cette époque on mettait beaucoup plus d'empressement à expliquer les faits qu'à les observer. On expliquait donc cette chaleur souterraine avant d'en avoir constaté l'existence d'une manière précise, et on l'expliquait diversement : les uns, comme Boyle, l'attribuaient à la décomposition des pyrites, ou plutôt à ces espèces de fermentations auxquelles on avait si souvent recours pour expliquer les

faits embarrassans; les autres la regardaient comme une confirmation ou une conséquence de la fameuse hypothèse du *feu central*, qui avait été imaginée dans les temps les plus reculés, et qui était tour à tour adoptée ou rejetée par les philosophes et par les physiciens. Mais, quand l'esprit de doute et d'examen eut succédé à l'esprit systématique, quand on en fut venu à chercher la vérité par la voie des données expérimentales et non plus par la voie des subtilités logiques, on comprit que l'existence ou la non existence de la chaleur souterraine était l'une des plus grandes questions que la physique pût se proposer, et que, pour la résoudre, une observation thermométrique serait plus efficace que les plus éloquentes dissertations. Gensanne paraît être le premier observateur qui ait porté le thermomètre à des profondeurs graduellement croissantes, et qui ait découvert ce fait important : que *la température augmente avec la profondeur*. Ces expériences remontent à l'année 1740 : elles furent faites dans les mines de plomb de Giromagny, à trois lieues de Béfort. En 1785, de Saussure fit des expériences analogues dans le canton de Berne. En 1791, M. de Humboldt fit aussi de nombreuses séries d'expériences dans les mines de Freyberg, avec Freiseleben. En 1802, M. Daubuisson redonna une nouvelle vie à cette question fondamentale, et, depuis cette époque, les observations se multiplient en France, en Allemagne et en Angleterre, en Amérique, et presque dans tous les pays où les voyageurs peuvent pénétrer et séjourner assez long-temps.

On profite, en général, pour faire ces observations, des galeries souterraines creusées pour l'exploitation des mines et des sources abondantes qui se rencontrent dans ces percements; mais, dans les pays où il est possible de forer des puits artésiens à de grandes profondeurs, on profite aussi de ces sondages. Dans le premier cas, on établit des thermomètres sédentaires qui sont directement observés; dans le second cas, on est obligé d'avoir recours aux thermomètres à maxi-

mum et à minimum. Ceux de ces appareils qui sont employés avec le plus de succès sont les thermomètres à maximum et à minimum de M. Walferdin, et le thermomètre métrographe; nous allons en indiquer la construction.

Thermomètre à maximum de M. Walferdin.—Cet instrument (*fig.* 366) est un thermomètre à mercure ordinaire portant à sa partie supérieure un *réservoir de déversement*, *a*, d'une forme particulière, dans lequel se prolonge en pointe isolée, *b*, le tube de la tige. Admettons que ce thermomètre ait, par exemple, 45° de course, et qu'on veuille observer une température que l'on suppose être de 30° environ : on commence par incliner l'instrument de manière que la pointe *b* plonge dans le mercure de réserve (*fig.* 367); on chauffe un peu, et l'on refroidit ensuite à une température inférieure à celle que l'on veut mesurer; alors, il passe dans la tige et dans le réservoir inférieur plus de mercure qu'il n'en faut; on redresse l'appareil, et, en donnant une petite secousse, le mercure de réserve quitte la pointe et tombe dans la panse *a*. Cela fait, on plonge le thermomètre dans un bain avec un très bon thermomètre étalon ; on porte le bain, par exemple, à 20°; l'excédant du mercure sort par la pointe, et l'on sait que le tube est exactement plein à 20°. L'appareil est prêt pour l'observation; on peut maintenant le mettre dans son étui et le faire descendre au fond du puits dont on veut avoir la température. Si l'on passe par des couches inférieures à 20°, le mercure descend, et il n'y a à cela nul inconvénient; dès qu'on arrive dans une couche de 20°, le tube se remplit; et enfin, lorsqu'on arrive aux couches qui dépassent 20°, le déversement commence, et il continue jusqu'à ce que le thermomètre se soit mis en équilibre après un temps suffisant. Alors, on donne une secousse pour faire tomber la bulle à la pointe (*fig.* 368); en remontant l'appareil, la colonne descend dans le tube, et, lorsqu'on le tire de l'étui, son sommet est plus ou moins éloigné de la pointe. On le plonge de nouveau dans le bain à 20°, mesurés avec le ther-

momètre étalon, et l'on voit le point où s'arrête le sommet de la colonne : si ce point répond à 10°, à partir de la pointe, il est évident que la température de la source est 20 + 10.

On pourrait se dispenser de mettre, avant le départ, le thermomètre dans un bain de température connue, mais alors il faudrait, après l'observation, reproduire artificiellement et par essais graduels, une température capable de remplir exactement le tube ; cette température, mesurée par le thermomètre étalon, serait évidemment la température maximum à laquelle l'appareil aurait été exposé.

Thermomètre à minimum de M. Walferdin.—Cet instrument est représenté dans la figure 369 ; c'est encore un thermomètre à mesure ordinaire, mais à la partie inférieure de la tige se trouve un petit réservoir d'alcool dans lequel plonge la pointe isolée qui termine le tube, et en même temps il y a à la partie supérieure un réservoir pareillement rempli d'alcool. Si l'on veut, par exemple, observer une température à une grande profondeur dans la mer, que l'on suppose devoir être de 6°, on commence par refroidir l'appareil à 0, par exemple, ou au moins à plusieurs degrés au-dessous de 6° ; alors on incline l'appareil pour que le mercure touche la pointe (*fig.* 370), et l'on réchauffe un peu pour que la dilatation force le mercure à monter dans la tige ; on y fait ainsi passer une colonne qui occupe une longueur de 10 à 15° ; cela fait, on redresse l'appareil, on le plonge dans un bain de température connue et supérieure à 6°, par exemple + 12°, puis l'on note la division correspondant au sommet de la colonne de mercure : alors l'appareil est préparé pour l'observation ; on le fait descendre dans la mer : si les premières couches sont chaudes, la colonne de mercure est repoussée, et elle peut l'être jusqu'à entrer en partie dans le réservoir supérieur : mais, quand on arrive aux couches froides, le mercure redescend jusqu'à la pointe inférieure ; il retombe en partie dans le réservoir jusqu'à ce que l'équilibre soit établi : lorsqu'on le fait remonter, la dilatation soulève la colonne de mercure

restante, et il suffit alors de lire sur le tube à quel nombre de degrés elle correspond; ce nombre retranché de 12, température du réglage ou du point de départ, donne l'abaissement de la source au-dessous de ce point de départ.

Thermométrographe.—Il se compose d'un réservoir d'alcool, d'une colonne recourbée de mercure, et de 2 cylindres de fer enveloppés de verre, qui servent d'index (*fig.* 372) : l'alcool remplit tout le réservoir r et une partie du tube jusqu'en m; la colonne de mercure descend jusqu'à la courbure inférieure i, et se relève jusqu'en m'; au-dessus de m' se trouve une autre colonne d'alcool qui remplit en partie le petit réservoir r'; un des index est représenté de grandeur naturelle dans la figure 373; la petite enveloppe du cylindre de fer est aplatie à l'extrémité par laquelle elle repose sur le mercure, et un cheveu forme une boucle élastique qui presse les parois du tube, et qui est capable de retenir l'index quand il est simplement flottant dans la colonne d'alcool; mais quand l'index est poussé par le mercure, l'élasticité du cheveu ne l'empêche pas de marcher; et c'est ainsi qu'il marche ou qu'il reste en repos, suivant que le mercure le pousse ou l'abandonne. Lorsqu'on veut mettre l'appareil en expérience, on fait descendre les index sur le mercure au moyen d'un aimant. On voit dans la figure 372 que l'index b est destiné à marquer les plus basses températures ou les minimum, et l'index h les hautes températures ou les maximum.

Le thermométrographe et les thermomètres de M. Walferdin doivent être enfermés dans des étuis métalliques assez forts pour supporter les pressions des couches profondes où l'on veut les faire descendre, et assez hermétiquement clos pour que ces pressions ne puissent pas se transmettre à l'intérieur : la figure 374 représente un de ces étuis : il faut avoir soin de les remplir d'eau à moitié ou aux trois quarts, afin que l'équilibre de température s'établisse le plus promptement possible.

Toutes les observations qui ont été recueillies dans les

diverses régions du globe, depuis la couche invariable jusqu'à des profondeurs de 500 mètres, conduisent sans exception aux conséquences suivantes, qui sont maintenant tout-à-fait incontestables :

1° Au-dessous de la couche invariable où toutes les oscillations du thermomètre de la surface viennent s'éteindre après un affaiblissement graduel, les températures restent parfaitement constantes à toutes les profondeurs, sans éprouver la moindre variation pendant des années, et ces températures constantes vont en croissant à mesure qu'on pénètre à des profondeurs plus grandes.

2° L'accroissement progressif de température varie d'un lieu à un autre dans des limites assez étendues : dans certaines localités il suffit de s'enfoncer de 14 ou 15 mètres au-dessous de la couche invariable pour obtenir une élévation de température de 1° ; dans d'autres localités, au contraire, il faut descendre de plus de 50 ou 60 mètres ; en moyenne on admet en général 25 ou 30 mètres pour 1° ; et c'est à peu près ce que l'on obtient à Paris, au puits de Grenelle, qui dépasse maintenant 420^{m} au-dessous du sol.

512. *Température des sources.* — Toutes les sources abondantes ont une température qui varie très peu dans les différentes saisons de l'année : pour notre hémisphère, elles atteignent en général leur plus haut degré de chaleur vers le mois de septembre, et leur plus grand degré de froid vers le mois de mars ; la différence pour ces deux époques extrêmes s'élève à 1° ou 2°. La température moyenne des sources est comme celle des couches de la terre qu'elles traversent, un peu plus haute que la température moyenne de l'air. Cependant, pour les latitudes élevées, M. Vahlenberg a constaté que cet excès peut atteindre 3 ou 4°. Quelques observations feraient au contraire supposer que, sous la zône torride, la moyenne température de l'air l'emporte un peu sur celle des sources.

Quant aux sources thermales, elles atteignent quelquefois

des températures voisines de l'ébullition, et tout ce que l'on sait jusqu'à présent sur le gisement de ces sources ne permet pas de décider si elles tiennent ces hauts degrés de chaleur de la profondeur à laquelle elles prennent naissance, ou si elles les tiennent de quelques circonstances particulières aux couches qu'elles traversent. Pour trancher la difficulté, il ne suffit pas de remarquer que pour plusieurs de ces sources la température est restée constante pendant de longues années, car on peut bien concevoir des actions locales qui ne s'épuisent pas ou même qui ne s'altèrent pas pendant des siècles : les sources salées que l'on exploite en sont un exemple, et, si l'on objectait que ces sources viennent peut-être de la mer et qu'ainsi la cause qui les sale n'est pas une cause locale, on pourrait répondre que cette origine est au moins très contestable, et qu'au reste il existe un grand nombre de sources minérales qui ne viennent certainement pas de la mer, et qui paraissent tenir en dissolution les mêmes élémens, et en même proportion, depuis un très grand nombre d'années.

Or, s'il existe des causes locales capables d'introduire dans les eaux, d'une manière invariable et permanente, des élémens qui en modifient la nature, on peut bien admettre aussi qu'il existe des causes locales capables d'en changer la température d'une manière permanente. Nous indiquons ici ces considérations pour montrer seulement que la question n'est pas résolue, et qu'elle offre un beau et vaste sujet de recherches.

On trouve dans plusieurs lieux du globe, et particulièrement près des volcans en activité, des sources thermales jaillissantes, et d'autres éruptions d'eau ou de gaz qui méritent aussi toute l'attention des météorologistes et des géologues. Il importe d'étudier leur température et leur gisement. Nous citerons ici comme exemple la fameuse source du *Geyser*, en Islande. Le Geyser a des éruptions à peu près périodiques, elles sortent d'un vaste bassin qui a environ 23 mètres

de profondeur et 60 de diamètre. On entend d'abord un bruit souterrain formidable, et bientôt l'on voit jaillir par l'ouverture du bassin, et jusqu'à la hauteur de 100 mètres au-dessus du sol, d'énormes colonnes d'eau qui entraînent des corps pesant et même des cailloux d'un grand volume. La température de ces eaux est de 82°. Quelquefois, les éruptions sont peu nombreuses dans le cours d'une journée ; d'autres fois l'on en compte plusieurs dans une minute.

513. *De la température des lacs et des rivières, et de leur congélation.* — Dans les lacs, les couches supérieures de l'eau éprouvent des variations de température considérables ; on sait qu'en hiver elles peuvent se congeler, et qu'en été elles atteignent des températures de 20 à 25°. Mais, ce qui arrive à la surface ne se reproduit pas dans les couches plus profondes : il y a dans ces masses de fluides une distribution de la chaleur qui ne se fait ni par les mêmes causes ni suivant les mêmes lois que dans les solides, et il serait très important de faire des expériences sur ce sujet. De Saussure est, je crois, le premier observateur qui ait abordé cette grande question : il a parcouru la plupart des lacs de la Suisse ; il a déterminé leur température à la surface et à diverses profondeurs ; et il a constaté ce fait remarquable, que, à de grandes profondeurs, la température des lacs est d'environ 5 dégrés : on ne savait pas alors que l'eau a un maximum de densité, mais le dernier fait explique aisément le premier.

Pendant la saison chaude de l'année, deux causes concourent à élever la température des couches supérieures de l'eau des lacs : l'air, qui agit par son contact ; et la chaleur solaire, qui pénètre à une profondeur plus ou moins grande. Ces couches échauffées se mêlent de mille manières par l'agitation des vagues ; mais elles se mêlent sans tomber au fond, parce qu'elles sont sans cesse soutenues par leur légèreté spécifique, et parce que la plus grande agitation des vagues ne se fait jamais sentir qu'à une petite profondeur.

Ainsi, en été et jusque vers la fin de l'automne, la tempé-

rature doit être sans cesse décroissante avec la profondeur : c'est en effet ce que montrent les expériences de De Saussure, et ce qui a été constaté depuis par M. Labêche avec un soin particulier. (*Ann. de Phys. et de Chim.*, tome XIX, p. 77.)

Pendant la saison froide, la couche supérieure se refroidit par deux causes, par le contact de l'air froid et par le rayonnement, surtout par le rayonnement nocturne. Cette couche se contracte en se refroidissant ; elle acquiert une densité plus grande, et tombe à une petite profondeur en se mêlant aux couches plus chaudes qui étaient au-dessous d'elle ; dès qu'elle tombe elle est remplacée par une autre qui se refroidit et qui tombe à son tour ; une autre vient, qui éprouve les mêmes effets ; et c'est par ces courans continuellement ascendant et continuellement descendant que toutes les couches supérieures se refroidissent. Mais, il ne faut pas le perdre de vue, toute la chaleur perdue vient se perdre à la surface. Si l'eau n'avait pas un *maximum* de densité, il est évident que, pendant toute la saison du refroidissement, la température serait encore décroissante avec la profondeur, car, les couches les plus chaudes étant en même temps les plus légères, il faudrait, pour obéir aux lois de l'équilibre, qu'elles fussent aussi les plus élevées. Ainsi, la surface ne pourrait atteindre la température zéro que quand toute la masse serait au moins à la température zéro, et par conséquent il y aurait une congélation simultanée dans toute l'épaisseur du lac, depuis la surface jusqu'à la plus grande profondeur. Mais, à cause du *maximum* de densité, les phénomènes se passent tout autrement : dès que les couches de la surface sont arrivées à la température *maximum*, elles tombent ; d'autres les remplacent qui tombent à leur tour, jusqu'à ce que la masse, dans toute son épaisseur, soit arrivée à cette température limite. Imaginons, pour un instant, que les froids de l'hiver se soient prolongés assez long-temps pour établir cette distribution de chaleur et de densité : le froid continuant, *et toujours par la surface*, la couche supérieure ne pourra plus tomber,

car elle devient plus légère en même temps qu'elle devient plus froide; l'abaissement de température pourra donc continuer pour elle et se prolonger indéfiniment, car elle restera indéfiniment plus légère. Dans une masse parfaitement calme et sans agitation, cette première couche devrait donc se congeler la première, sans que les couches inférieures participassent à l'abaissement de la température, si ce n'est par la conductibilité, qui est toujours très faible dans les liquides. Mais, comme en réalité il se produit toujours une agitation plus ou moins violente, et par conséquent plus ou moins profonde, ce ne sera pas seulement la première couche qui se refroidira au-dessous du *maximum*, c'est toute l'épaisseur des couches sans cesse mêlées par l'agitation des vagues. Pendant tout ce refroidissement, les couches inférieures resteront à la température constante du *maximum* jusqu'aux plus grandes profondeurs. Ainsi, à cette époque, la température sera croissante avec la profondeur jusqu'à la première couche, qui est à 4° 4; et, au-dessous de celle-ci, la température sera constante. On ne possède pas beaucoup d'expériencesfaites pendant la rigueur de l'hiver, mais toutes tendent à confirmer ce résultat.

Voilà pourquoi, dans les lacs profonds, la congélation commence essentiellement par la surface, et ne pénètre jamais que très lentement à une profondeur un peu considérable.

Le même principe nous fait voir encore que, dans les eaux tranquilles et profondes, il faudra, pour déterminer la congélation, des froids très rigoureux et très long-temps prolongés : car, il faut que toutes les couches qui ont été réchauffées dans la saison chaude aient pu venir à la surface perdre la chaleur qui les maintient au-dessus de la température *maximum;* et, si ces couches forment une épaisseur de 5 ou 600 pieds, il est évident qu'elles devront, dans les mêmes circonstances, mettre un temps bien plus long à venir tour à tour passer à la surface, pour y perdre leur excès de tempé-

rature, que si elles formaient seulement une épaisseur de 20 ou 30 pieds. Vers les bords, sur les bancs d'une grande largeur et dans tous les lieux où il n'y a qu'une petite profondeur, on verra donc des nappes de glace se former et prendre une grande épaisseur, tandis qu'au large, où la profondeur est grande, la surface reste libre, et la température se soutien au-dessus de zéro.

Cependant il se présente ici une question à résoudre, sur laquelle nous n'avons, jusqu'à présent, que des données incertaines : c'est la question de savoir à quelle profondeur peuvent se faire sentir les chaleurs de l'été. Si, par exemple, elles ne peuvent se faire sentir qu'à 500 pieds, un lac de 10,000 pieds de profondeur ne gèlera pas plus tard qu'un lac de 500 pieds ; car, dans le premier, les couches qui sont au-dessous de 500 pieds restant à la température constante du *maximum* pendant toute la durée de l'année, il est évident qu'elles sont comme si elles n'existaient pas, et qu'on peut les concevoir séparées du reste de la masse sans troubler en rien les phénomènes qui se passent dans les couches supérieures.

Il serait important aussi de faire des expériences sur la température de l'eau à sa surface, au moment de la congélation ; car tout semble indiquer que cette température peut s'abaisser au-dessous de zéro, sans que la congélation s'opère, soit que l'agitation continuelle des molécules s'y oppose, soit que d'autres causes encore puissent y concourir.

Si, avant la congélation, la température d'un lac a dû être un instant de 4° 4 dans toute sa profondeur, il est facile de voir qu'après le dégel, le même phénomène doit se reproduire avant que les couches superficielles puissent se réchauffer au-dessus du *maximum*. Ces deux états d'équilibre supposent toutefois que les causes du réchauffement ou du refroidissement ne sont pas trop brusques pour que les courans ascendans et descendans puissent s'établir avec régularité.

Dans *les rivières*, la distribution de la chaleur s'accomplit

suivant d'autres lois, à cause du mouvement de translation des molécules liquides. Il en résulte en effet un mélange continuel de couches supérieures et inférieures qui tend à établir une température uniforme dans toute la masse. Cependant, comme ce mouvement est différent à la surface et au fond, au milieu du lit et vers les bords, on doit s'attendre à une foule de phénomènes accidentels déterminés par ces circonstances. Parmi ces phénomènes, ceux de la congélation sont les seuls qui aient été observés avec quelque soin. On a constaté, par des expériences décisives, que, dans certains cas, la congélation commence à la surface, et que dans d'autres cas, au contraire, elle commence au fond.

Quand les rivières *charrient*, on peut dire, en général, que tous ces glaçons, qui se heurtent et qui prennent par le choc des formes arrondies ou anguleuses, ont été primitivement formés à la surface : quelques-uns se sont détachés des bords ; mais les autres n'ont été à leur origine que de petits embryons, de petites parcelles flottantes qui ont pris du volume en voguant sur l'eau.

La formation des premiers glaçons n'est pas douteuse, puisqu'on voit les rivages couverts d'une lame de glace qui est sans cesse battue et sans cesse brisée par les flots. C'est là que la congélation commence, parce qu'en général l'eau y est moins profonde, et parce qu'elle est en contact avec un terrain sans cesse refroidi par l'air et par le rayonnement. La glace qui s'y attache se refroidit à son tour par cette double cause, et devient alors, comme le rivage lui-même, un corps froid capable de geler ce qui le touche. Les fragmens, volumineux ou même imperceptibles, qui sont brisés dans cette masse, deviennent flottans par leur légèreté spécifique ; ils se refroidissent plus que l'eau, et les gouttes qui viennent tomber sur les bords s'y congèlent à l'instant, parce qu'elles deviennent froides et immobiles.

La formation des glaçons, à la surface même de l'eau, loin des rivages et de tous les corps solides, a été révoquée en

doute par quelques physiciens : il est difficile, en effet, d'en donner une preuve directe, car, si l'on trouve au large des fragmens de glace ou même les rudimens qui les forment, on peut toujours supposer qu'ils viennent des bords et qu'ils en ont été détachés par les vagues. Mais, l'on doit convenir cependant que la surface libre des eaux peut être indéfiniment refroidie au-dessous de zéro, et qu'ainsi elle doit enfin, malgré le mouvement, donner naissance à des aiguilles de glace qui grossissent ensuite en se refroidissant davantage par le contact de l'air et par le rayonnement.

La formation de la glace au fond même de l'eau a été long-temps contestée ; mais, d'habiles observateurs en ont recueilli des preuves directes, et il s'agit maintenant d'en expliquer la cause, et non plus d'en nier la possibilité. L'eau agitée des fleuves et des rivières peut sans doute être abaissée de plusieurs degrés au-dessous de zéro sans se congeler ; et là où la profondeur n'est pas très grande, toute l'épaisseur de la couche liquide peut participer à cet abaissement de température ; les matières solides du fond peuvent à la fin y participer elles-mêmes par leur contact prolongé avec l'eau, mais, vers le fond, le mouvement est moins rapide qu'à la surface. Les inégalités du sol forment une multitude de petites cellules où d'espèces d'abris où l'eau n'est que très faiblement agitée; alors, on conçoit que la congélation s'y accomplisse, et même qu'elle s'y accomplisse plus tôt qu'à la surface. D'autres causes peut-être peuvent encore favoriser ce phénomène, mais le rôle que jouent les surfaces solides refroidies n'est pas tel que quelques personnes le supposent; car, dans l'expérience de Fareinheit, par laquelle on abaisse l'eau à 10 ou 12 degrés au-dessous de zéro sans qu'elle se gèle, le liquide touche les parois refroidies de la capsule qui le contient, et, dans ses points de contact, il n'éprouve pas plus de congélation que dans les points où la surface est libre.

Pour que les fleuves et les rivières puissent être congelés

dans toute leur largeur, il faut un froid très vif et très soutenu ; cependant ce phénomène varie avec la hauteur, la vitesse et la profondeur des eaux.

Lorsqu'une rivière est *prise*, la nappe de glace qui la couvre augmente rapidement d'épaisseur dans les premiers instans; mais, ensuite, le froid pénètre de plus en plus lentement à cause de l'imparfaite conductibilité de la glace. Le rayonnement des nuits paraît avoir une grande influence sur ce phénomène, car on observe quelquefois les couches très distinctes qui se sont formées successivement au-dessous les unes des autres. Par exemple, dans l'hiver de 1821, on a compté jusqu'à vingt-une couches distinctes dans des glaces de 15 pouces d'épaisseur, formées sur les lacs qui environnent New-Heaven (Amérique) ; vers le haut, l'épaisseur des couches variait entre 12 et 18 lignes ; au bas, vers la surface de l'eau, elles étaient seulement de 3 à 6 lignes : cependant, l'on avait bien constaté que le froid avait été toujours croissant.

La glace peut, comme tous les corps, se dilater par la chaleur et se contracter par le froid. Il en résulte souvent de nombreuses fissures qui se forment avec un grand fracas : quelquefois, c'est comme un feu de peloton ; d'autres fois, les coups sont plus terribles que des coups de canon.

Quand les glaces n'ont pas été rompues avant la *débâcle*, elles peuvent trop souvent produire d'effrayans désastres. De tous les moyens qui ont été imaginés pour prévenir ces malheurs, le plus efficace paraît être d'introduire sous la glace, de distance en distance, des espèces de petites bombes que l'on fait éclater ensuite : l'explosion détermine des fentes nombreuses, et les fragmens qui en résultent sont assez petits pour n'être plus redoutables.

514. *De la température des mers, et de la formation des glaces polaires.* — Dans ces dernières années, plusieurs habiles navigateurs ont parcouru les mers équatoriales et les mers polaires ; ils ont fait partout, sur les températures et

sur les phénomènes qui en dépendent, de nombreuses séries d'observations qui sont infiniment précieuses pour la science. Mais, c'est dans leurs Ouvrages qu'il en faut chercher la discussion détaillée. Nous devons nous borner ici à présenter seulement les conséquences générales auxquelles elles conduisent.

Sur la mer, à de grandes distances des côtes, la température de l'air éprouve en général dans le cours d'une journée des variations bien moindres que sur les continens.

Par exemple, sur les mers équatoriales, la différence entre le *maximum* et le *minimum* du jour est tout au plus de 1 ou 2°, tandis que sur les continens elle s'élève à 5 ou 6°.

Dans les régions tempérées entre 25 et 50 degrés de latitude, la différence entre le *maximum* et le *minimum* du jour reste encore très petite ; elle atteint rarement 2 ou 3° : tandis que, sur les continens, la différence est très grande ; à Paris, elle s'élève quelquefois à 12 ou 15°.

La température *minimum* est comme à terre celle du soleil levant ; mais quelques observateurs pensent que le *maximum* se trouve près de midi, au lieu d'être à deux ou trois heures.

Lorsque l'on compare la température de l'air à celle que prend la mer à sa surface, on arrive aux résultats suivans :

Entre les tropiques, l'air, dans ses plus hautes températures, est, en général, un peu plus chaud que la surface de l'eau, prise aussi dans ses plus hautes températures.

Mais, lorsque l'on prend la température de l'air et de l'eau de quatre en quatre heures, comme l'a fait le capitaine Duperrey, et que l'on compare ensuite toutes ces températures, telles qu'elles se sont présentées, on arrive à un résultat inverse, c'est-à-dire qu'en général l'eau est plus chaude que l'air, même entre les tropiques.

Sur 1,850 observations faites par cet habile navigateur, entre 0 et 20° de latitude nord ou sud, pendant son voyage autour du monde, la mer a été 1,371 fois plus chaude que l'air, et l'air seulement 479 fois plus chaud que la mer.

Dans des latitudes plus élevées, entre 25 et 50°, l'air n'est que très rarement plus chaud que la surface de l'eau; et, dans les régions polaires, il est presque sans exemple que l'air se trouve aussi chaud que la mer; il est toujours plus froid, et ordinairement beaucoup plus froid.

Si nous examinons maintenant les températures absolues de la mer, à la surface et à diverses profondeurs, nous serons conduits aux conséquences suivantes :

1° entre les tropiques, la température diminue avec la profondeur;

2° dans les mers polaires, la température augmente avec la profondeur;

3° dans les mers tempérées, comprises entre 30 et 70° de latitude, la température est d'autant moins décroissante que la latitude devient plus grande, et, près du parallèle de 70°, elle commence à devenir croissante.

Il existe, par conséquent, une zone pour laquelle la température est à peu près constante, depuis la superficie jusqu'à une profondeur très grande.

Après avoir résumé dans les propositions précédentes l'ensemble des observations qui ont été faites jusqu'à présent, il reste à chercher les causes qui peuvent maintenir cette singulière distribution de la chaleur dans la masse mobile des eaux qui remplit le vaste bassin des mers.

On conçoit d'abord pourquoi la surface des eaux ne peut pas être comparée à la surface du sol, ni pour son réchauffement pendant le jour, ni pour son refroidissement pendant la nuit : ce phénomène dépend de la mobilité du liquide, dont les molécules sont sans cesse mélangées jusqu'à une assez grande profondeur, soit par les courans qui résultent des différentes densités, soit par l'agitation des vagues. Pendant le jour, la couche superficielle s'échauffe moins, parce qu'elle se refroidit par l'évaporation, et parce qu'elle est bientôt refoulée par l'agitation ; pendant la nuit, elle se refroidit moins parce qu'elle se contracte en se refroidissant,

et son excès de densité la ferait bientôt retomber si le mouvement des vagues ne venait pas à chaque instant la mélanger aux couches voisines. Ainsi, le réchauffement et le refroidissement sont moins sensibles, parce qu'ils se passent l'un et l'autre dans une couche plus ou moins épaisse.

L'air participe lui-même, par son contact perpétuel, à cette uniformité de température que d'autres causes tendent à maintenir à la surface des eaux.

Mais, la température des couches profondes de la mer offre de très grandes difficultés : sous l'équateur, à mille brasses de profondeur, la température est seulement de 6 ou 7 degrés : n'est-il pas impossible que l'eau de ces couches ait pu prendre un tel refroidissement dans ces climats, puisqu'à sa surface l'eau ne tombe jamais à une température plus basse que 20 ou 25°? Vers les pôles, à 700 brasses de profondeur, la température s'élève à 2 ou 3° : n'est-il pas impossible que l'eau de ces couches ait pu prendre un tel réchauffement dans ces contrées, puisqu'à la surface, pendant la saison chaude, quand les navigateurs peuvent sillonner les mers, la température ne s'élève presque jamais au-dessus de zéro?

Ces difficultés ne sont pas complètement résolues : cependant, on ne peut guère douter que des courans déterminés par la différence des pressions que supportent les couches de même niveau à l'équateur et vers les pôles ne contribuent puissamment à produire cette distribution de la chaleur.

L'une des conséquences nécessaires de l'abaissement de température à la surface des eaux est la formation des glaces éternelles qui couvrent les régions polaires. Ce phénomène est l'un des plus grands que nous présente la nature, et nous devons essayer d'en donner une idée.

Nous emprunterons particulièrement au capitaine Scoresby les détails dans lesquels nous pouvons entrer à ce sujet; son ouvrage a été en quelque sorte écrit sur les lieux : comme baleinier, Scoresby a fait douze voyages jusqu'aux plus hautes latitudes; il est à la fois l'un des plus intrépides ma-

rins et l'un des plus habiles observateurs qui aient fréquenté ces mers périlleuses.

Les glaces que l'on rencontre sur les côtes du Spitzberg et du Groenland ont ordinairement 20 à 25 pieds d'épaisseur ; elles forment souvent des plaines immenses dont on n'aperçoit pas les limites du haut des mâts du vaisseau ; c'est ce que l'on nomme des *champs de glace :* on peut estimer leur étendue à trois ou quatre cents lieues carrées. Un champ de glace présente quelquefois une surface parfaitement plane, sur laquelle un carrosse pourrait faire trente ou quarante lieues sans obstacle. D'autres fois, il est raboteux et inégal; on voit d'espace en espace s'élever des éminences ou des colonnes de 20 ou 30 pieds de hauteur, qui forment un aspect très pittoresque : tantôt elles ont la belle couleur bleue verdâtre des plus brillantes topazes ; tantôt, recouvertes d'une neige épaisse, elles présentent sur leur sommet et à leur contour les accidens les plus variés.

Les ondulations de l'eau, le mouvement des vagues ou quelque autre cause puissante brisent un champ de glace en un instant, et le réduisent en fragmens de 100 ou 200 mètres carrés. Ces fragmens séparés se heurtent et se dispersent, mais quelquefois ils sont emportés par un courant rapide ; alors, s'ils rencontrent un courant opposé, entraînant les énormes débris d'un autre champ de glace, ces montagnes se choquent avec un épouvantable fracas. Un vaisseau qui se trouverait emporté dans la lutte ne pourrait pas plus résister au choc qu'une lame de verre à une balle de mousquet. On a trop d'exemples d'affreux naufrages produits par cette irrésistible puissance. C'est par les courans de cette espèce que la mer s'ouvre aux navigateurs ; c'est quand ils ont balayé les glaces, que l'on peut, dans certaines directions, aborder jusqu'aux parallèles de 70 à 80 degrés, où les baleines semblent de préférence fixer leur demeure.

Si quelques montagnes de glace sont brisées et comme pulvérisées dans ces terribles rencontres, il y en a d'autres,

au contraire, qui prennent un nouvel accroissement et deviennent plus formidables. Les glaçons, soulevés et balancés par les flots, retombent les uns sur les autres; ils se superposent, ils se couvrent de fragmens plus ou moins volumineux, et composent ainsi de véritables montagnes, accidentées de mille manières, qui s'élèvent de 10 à 15 mètres au-dessus des eaux : l'épaisseur qui surnage est, en général, à la partie submergée comme 1 est à 4; ainsi, la hauteur totale de ces montagnes est de 40 à 60 mètres.

Quelquefois aussi des glaçons de 30 ou 40 mètres de longueur, chargés à leurs deux extrémités, s'enfoncent tout-à-fait sous les eaux à une profondeur assez grande pour que le vaisseau passe au-dessus d'eux; mais l'équipage est alors exposé au plus affreux danger : le moindre choc, la moindre cause peut déranger l'équilibre des poids qui tiennent le glaçon submergé; alors, il s'élèverait avec impétuosité et lancerait le bâtiment dans les airs, ou du moins le ferait chavirer inévitablement.

Dans la baie de Baffin, on trouve des montagnes de glace beaucoup plus hautes que dans les mers du Groenland : les navigateurs en ont mesuré qui s'élevaient de plus de 30 à 40 mètres au-dessus de la surface de l'eau, et qui avaient, par conséquent, plus de 200 mètres de hauteur totale. On suppose que ces masses effrayantes se forment sur les côtes où elles ferment les vallées qui aboutissent à la mer, et qu'ensuite elles sont détachées, soit par la pression des eaux, soit par quelque autre cause. Dans tous ces parages, on voit en effet sur les côtes, des montagnes de glace taillées à pic, d'une belle couleur bleue, transparente comme l'azur du ciel, et qui s'élèvent à une hauteur prodigieuse. Dans la *saison du soleil*, les eaux coulent du haut de leur crête et forment dans la mer d'immenses cascades, qui sont quelquefois surprises par les gelées. C'est alors un majestueux spectacle, mais les navigateurs le regardent de loin : en un instant, ces colonnes, ces arceaux gigantesques suspendus dans les airs,

se brisent avec un horrible fracas et s'écroulent dans la mer.

La profondeur des eaux n'est pas très grande dans les parages qui avoisinent la côte occidentale du Spitzberg. Les baleines en donnent souvent la mesure d'une manière incontestable : aussitôt qu'elles sont frappées par le harponneur, elles s'enfoncent verticalement sous les eaux avec une incroyable vitesse, emportant le harpon et la ligne; mais elles reviennent bientôt à la surface pour rendre le dernier soupir, et, lorsqu'elles portent l'empreinte de la vase du fond de la mer, on peut juger que la longueur de la ligne qu'elles ont entraînée est la mesure de la profondeur : c'est environ 1000 à 1200 mètres.

Vers le milieu de l'intervalle compris entre le Spitzberg et la côte orientale du Groënland, on n'a pas trouvé de fond à 2500 mètres.

Le capitaine Scoresby a vu fréquemment la glace se former en pleine mer à 20 lieues des côtes. Dès que les premiers embryons des cristaux deviennent perceptibles, la mer se calme comme si l'on avait répandu de l'huile à sa surface ; ces cristaux arrivent promptement à la grosseur de 3 ou 4 pouces, et c'est alors qu'ils commencent à s'agglomérer, si le froid continue, pour former des nappes de glace plus ou moins larges, et qui ne tardent pas à avoir deux ou trois décimètres d'épaisseur.

Dans ces contrées, la densité de l'eau de mer est 1,026; en état de repos elle se congèle à — 2°. Les eaux qui ont été concentrées par la gelée peuvent atteindre à une densité de 1,104; alors elles ne gèlent qu'à — 10°, et l'on sait que l'eau saturée de sel ne peut se solidifier qu'à — 15°.

Le froid des régions polaires est essentiellement lié à l'étendue et à la profondeur des eaux. Si l'on conçoit, par exemple, une mer libre et profonde, sans îles ni hauts-fonds, occupant toute la calotte des cercles polaires, et communiquant aux mers équatoriales par de larges issues, il est évident que les courans supérieurs et inférieurs tendraient à

maintenir l'équilibre de température avec plus d'efficacité. Mais, si au milieu de cette vaste mer on conçoit des continens ou seulement des hauts-fonds, le refroidissement qui a lieu par le rayonnement pendant la longue absence du soleil devient nécessairement très intense puisqu'il se fait sur une surface solide qui ne se renouvelle pas, l'air se refroidit à son tour sur ces plateaux glacés, et c'est ainsi que se produisent ces froids rigoureux qui règnent au pôle boréal.

Le voyage curieux du capitaine Weddel vers le pôle austral semble annoncer que dans ces régions la mer est beaucoup plus vaste et plus profonde que dans les régions boréales, et que même la température y est beaucoup plus douce. Dès qu'on a passé la latitude des nouvelles Orcades et des nouvelles Schetland qui forment une barrière de glace, on arrive dans une mer libre qui paraît se prolonger jusqu'au pôle. De nouveaux voyages nous fourniront bientôt de nouvelles données sur la température de ces climats, et la théorie de la distribution de la chaleur en recevra sans doute de très grands perfectionnemens.

515. *De l'équilibre de température de la terre.* — Après avoir exposé les principaux résultats des expériences sur la température du globe terrestre et de l'atmosphère qui l'enveloppe, il nous reste à indiquer, autant que nous pouvons le faire dans cet Ouvrage, les principales causes qui concourent à maintenir, dans toute l'étendue de la terre, la distribution de la chaleur et l'ordre des températures que l'on y observe.

Imaginons pour un instant que la terre, suspendue comme elle est au milieu des espaces célestes, ne soit plus chauffée ni par les rayons solaires, ni par aucun autre rayon calorifique, et suivons les phénomènes qui en résulteraient.

Toutes les molécules de l'air atmosphérique, douées du pouvoir émissif comme les autres molécules matérielles, rayonneraient leur chaleur dans tous les sens et se refroidiraient de plus en plus, car, leurs pertes ne seraient point réparées; leur densité augmentant, elles tomberaient vers

la terre tandis que d'autres molécules monteraient pour aller se refroidir à leur tour; et, si l'on supposait que la surface de la terre ne peut pas partager avec elles la chaleur qui lui reste, il est évident qu'après un temps plus ou moins long, toutes les couches de l'atmosphère seraient arrivées à un degré de refroidissement dont nous n'avons nulle idée.

Un phénomène analogue se produirait sur la terre : les couches de la surface rayonneraient au travers de l'atmosphère; promptement refroidies par ces pertes non compensées, elles recevraient de la chaleur des couches intérieures, et cette chaleur reçue serait bientôt perdue par la même voie. Ainsi, après quelque temps, ou plutôt après quelques siècles, toute la chaleur du globe de la terre, tant la chaleur centrale et primitive que la chaleur superficielle, et maintenue par le soleil, se trouverait dissipée dans l'espace; mais cette dissipation serait plus ou moins prompte dans les divers pays, suivant que la surface du sol serait plus ou moins rayonnante, et la conducibilité des couches intérieures plus ou moins parfaite.

Ce qui arrive en supposant que l'atmosphère et la terre ne puissent pas partager leur chaleur arriverait de même en rétablissant cette propriété de communication que l'on ne peut supprimer que par hypothèse : car, l'air pourra bien réchauffer le sol, ou le sol réchauffer l'air; mais, en définitive, la chaleur totale n'en sera pas moins perdue dans les espaces célestes.

Tout, sur la terre, parviendrait ainsi au *froid absolu*.

Rétablissons maintenant les choses telles qu'elles sont: supprimons encore pour un instant les rayons solaires qui arrivent à la terre, mais considérons les astres innombrables qui occupent les diverses régions du ciel. Tout nous porte à croire que ces astres si éblouissans de lumière ne sont pas dépourvus de chaleur; il y a donc probablement une certaine température dans les espaces célestes, et le globe de la terre, suspendu au milieu de ces espaces avec l'atmosphère pour enveloppe diathermane, cesserait de se refroidir lorsqu'il se

serait mis en équilibre, conformément au théorème que nous avons démontré précédemment.

Ainsi, abstraction faite de la chaleur solaire, le globe terrestre serait maintenu à un certain degré de chaleur qui a, sans nul doute, une grande influence sur la température des divers climats, et particulièrement sur la température des pôles. Ce premier point établi, il est évident que l'action calorifique du soleil se fait sentir à son tour avec ses intermittences du jour et de la nuit, et avec ses variations d'intensité qui changent de l'équateur au pôle suivant les périodes des saisons. Ainsi, l'ordre et la valeur des températures terrestres sont l'effet composé de deux causes sans cesse agissantes : la chaleur de l'espace qui est à peu près uniforme tout autour de la terre, et la chaleur du soleil qui change à tout moment. Déterminer la puissance de chacune de ces causes, telle est la question fondamentale que la Science doit se proposer. Avant de donner ici une idée des expériences que j'ai faites pour résoudre cette question, il est essentiel d'indiquer encore les effets du rayonnement nocturne dont la découverte est due à M. Wells.

Après le coucher du soleil, quand l'air est calme et le ciel serein, toute la surface du sol et l'atmosphère se refroidissent par leur rayonnement vers l'espace, dont la chaleur est insuffisante pour les maintenir à la température qu'ils ont acquise; en même temps les corps solides se refroidissent plus que l'air parce qu'ils ont un pouvoir émissif plus grand, et M. Wells a constaté qu'ils arrivent aussi très promptement à une température qui peut être de 8, 10 ou 12° plus basse que la température de l'air; mais, la cause même de cet abaissement montre qu'il est variable d'un corps à un autre, et qu'il est au maximum pour les corps qui ont le plus grand pouvoir émissif et la moindre conducibilité, pourvu qu'ils soient disposés de manière à voir la plus vaste étendue du ciel.

La présence des nuages empêche cet effet, ou du moins il l'atténue extrêmement, parce que l'échange se fait alors entre

les corps terrestres et les nuages, dont la température est beaucoup plus élevée que la température de l'espace.

Le vent l'empêche pareillement, parce que les corps, refroidis par le rayonnement, sont réchauffés par le contact de l'air qui se renouvelle sans cesse.

Ainsi, depuis le coucher du soleil jusqu'à son lever, quand les circonstances sont favorables (air calme, ciel serein), tous les corps de la terre sont en général à des températures plus basses que l'air : pour les uns, la différence est très petite; pour les autres, elle peut atteindre 10 ou 12°; ce qui dépend du pouvoir émissif, de la conducibilité, de l'étendue du ciel que le corps peut apercevoir, et de la facilité avec laquelle l'air peut se renouveler sur sa surface.

Ce sont ces effets du rayonnement nocturne qui nous serviront à expliquer, dans le chapitre suivant, les phénomènes de la rosée, du givre et de la gelée; mais ils vont nous servir aussi dans les deux importantes questions dont nous devons encore nous occuper, savoir : la détermination de la chaleur solaire, et de la température de l'espace. Je regrette, toutefois, de ne pouvoir traiter ces questions avec tout le développement qu'elles méritent, le cadre de cet Ouvrage me permettant à peine d'en indiquer les points essentiels; je me trouve forcé de renvoyer le Lecteur à mon Mémoire et à l'Extrait qui en est publié dans les Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences (juillet 1838).

Quantité de chaleur donnée par le soleil. — J'ai essayé de déterminer la quantité de chaleur solaire au moyen de deux appareils différens, le *pyrhéliomètre direct* et le *pyrhéliomètre à lentille*.

Le pyrhéliomètre direct est représenté dans la figure 375.

Le vase *v* est très mince, d'argent ou de plaqué d'argent; il a un décimètre de diamètre, et 14 ou 15 millimètres de hauteur; il contient environ 100 grammes d'eau. Le bouchon, qui fixe le thermomètre au vase, s'adapte à un tube de métal qui est porté vers ses extrémités par deux collets,

c, c', où il joue librement, en sorte qu'en tournant le bouton b, tout l'appareil tourne autour de l'axe du thermomètre, et l'eau du vase est sans cesse agitée pour que la température soit bien uniforme dans toute sa masse. Le cercle d, qui reçoit l'ombre du vase, sert à orienter l'appareil. La surface du vase qui reçoit l'action solaire est soigneusement noircie au noir de fumée.

L'expérience se fait de la manière suivante : l'eau du vase étant à peu près à la température ambiante, on tient le pyrhéliomètre à l'ombre, mais très près du lieu où il doit recevoir le soleil; on le dispose de manière à ce qu'il voie la même étendue du ciel, et là, pendant quatre minutes, on note de minute en minute son réchauffement ou son refroidissement; pendant la minute suivante, on le place derrière un écran, et on l'oriente de telle sorte qu'en ôtant l'écran à la fin de cette minute, qui sera la cinquième, les rayons solaires le frappent perpendiculairement. Alors, pendant cinq minutes, sous l'action du soleil, on note de minute en minute son réchauffement, qui devient très rapide, et l'on a soin de maintenir l'eau sans cesse en agitation; à la fin de la cinquième minute, on remet l'écran, on retire l'appareil dans la première position, et pendant cinq minutes encore on observe son refroidissement.

Soit g le réchauffement qu'il a éprouvé pendant les cinq minutes de l'action solaire, r et r' les refroidissemens qu'il a éprouvés pendant les cinq minutes qui ont précédé cette action et pendant les cinq minutes qui l'ont suivie; il est facile de voir que l'élévation de température t produite par la chaleur du soleil est :

$$t = g + \frac{(r + r')}{2}.$$

Soit d le diamètre du vase, exprimé en centimètres; p le poids de l'eau qu'il contient, exprimée en grammes; p' le poids du vase lui-même et de la portion plongée du thermomètre, ce poids étant réduit à ce qu'il serait pour une cha-

leur spécifique égale à l'unité : on voit que l'élévation de température observée t correspond à une quantité de chaleur

$$t\ (p+p').$$

Cette chaleur étant tombée en cinq minutes sur une surface $\frac{\pi d^2}{4}$, chaque unité de surface a reçu $\frac{4\ (p+p')}{\pi\ d^2} t$ pendant les cinq minutes, et

$$\frac{4\,(p+p')}{5\pi\ d^2}\ t \text{ pendant } 1'.$$

Pour mon appareil, cette quantité de chaleur reçue en une minute par chaque centimètre carré, est 0,2624 t.

Le pyrhéliomètre à lentille (*fig.* 376) se compose d'une lentille l de 24 à 25 centimètres de diamètre, d'une distance focale de 60 à 70 centimètres, au foyer de laquelle se trouve un vase d'argent ou de plaqué d'argent a contenant environ 600 grammes d'eau; la forme du vase et la disposition de la lentille sont combinées de telle sorte que, pour toutes les hauteurs du soleil, les rayons tombent perpendiculairement sur la lentille et sur la face du vase qui est destinée à les recevoir au foyer, et à les absorber.

Les expériences se font comme avec l'appareil précédent, et les quantités de chaleur qui tombent en une minute sur chaque centimètre carré se déterminent par une formule analogue; seulement il y a une correction de plus à faire pour la quantité de chaleur que la lentille absorbe, et cette correction se fait par la comparaison des résultats obtenus avec la lentille et avec l'appareil direct. Parmi les lentilles que j'ai éprouvées, celle qui absorbait le moins absorbait encore $\frac{1}{8}$ de la chaleur incidente.

Il est nécessaire d'employer le pyrhéliomètre à lentille lorsqu'on ne peut pas faire les expériences dans un air calme; le vent, quand il n'est pas fort, n'a que peu d'influence pour refroidir pendant cinq minutes une masse d'eau de plus de 600 grammes, qui n'est élevée que de 4 ou 5 degrés au-dessus de la température ambiante, en sorte que la correction reste toujours assez petite.

Le tableau suivant contient cinq séries d'expériences qui donneront une idée suffisante de la marche du pyrhéliomètre direct. Les élévations de température observées sont dans la troisième colonne; nous indiquerons plus loin comment les nombres de la deuxième et de la quatrième colonne ont été obtenus.

HEURES de l'observation.	ÉPAISSEURS atmosphériques ou ε.	ÉLÉVATIONS de température observées.	ÉLÉVATIONS de température calculées.	DIFFÉRENCES.
Observations du 28 juin 1837.				
7 h. 30′ m.	1.860	3°80	3°69	+ 0.11
10 h. 30′ m.	1.164	4.00	4.62	— 0.62
Midi. . . .	1.107	4.70	4.70	0.
1 h. . . .	1.132	4.65	4.67	— 0.02
2	1.216	4.60	4.54	+ 0.06
3	1.370	»	4.32	»
4	1.648	4.00	3.95	+ 0.05
5	2.151	»	3.36	»
6	3.165	2.40	2.42	— 0.02
Observations du 27 juillet 1837.				
Midi. . . .	1.147	4.90	4.90	0.
1 h. . . .	1.174	4.85	4.86	— 0.01
2	1.266	4.75	4.74	+ 0.01
3	1.444	4.50	4.51	— 0.01
4	1.764	4.10	4.13	— 0.03
5	2.174	3.50	3.49	+ 0.01
6	3.702	3.35	3.42	— 0.07
Observations du 22 septembre 1837.				
Midi. . . .	1.507	4.60	4.60	0.
1 h. . . .	1.559	4.50	4.54	— 0.04
2	1.723	4.30	4.36	— 0.06
3	2.102	4.00	3.97	+ 0.03
4	2.898	3.10	3.24	— 0.14
5	4.992	»	1.91	»
Observations du 4 mai 1838.				
Midi. . . .	1.191	4.80	4.80	0.
1 h. . . .	1.223	4.70	4.76	— 0.06
2	1.325	4.60	4.62	— 0.02
3	1.529	4.30	4.36	— 0.06
4	1.912	3.90	3.92	— 0.02
5	2.603	3.20	3.22	— 0.02
6	4.311	1.95	1.94	+ 0.01

HEURES de l'observation.	ÉPAISSEURS atmosphériques ou ε.	ÉLÉVATIONS de température observées.	ÉLÉVATIONS de température calculées.	DIFFÉRENCES.
		Observations du 11 *mai* 1838.		
11 h. . . .	1.193	5.05	5.06	— 0.01
12	1.164	5.10	5.10	0.
1	1.193	5.05	5.06	— 0.01
2	1.288	4.85	4.95	— 0.10
3	1.473	4.70	4.73	— 0.03
4	1.812	4.20	4.37	— 0.17
5	2.465	3.65	3.67	— 0.02
6	3.943	2.70	2.64	+ 0.06

Après avoir obtenu, pendant plusieurs années, un assez grand nombre de séries analogues aux précédentes, j'ai essayé de trouver une loi qui pût représenter assez exactement tous les résultats des observations. Pour cela, j'ai calculé d'abord les épaisseurs atmosphériques que les rayons solaires avaient à traverser dans chaque expérience; ces épaisseurs ε sont données par la formule :

$$\varepsilon = \sqrt{2rh + h^2 + r^2 \cos.^2 z} - r \cos. z;$$

r est le rayon moyen de la terre, h la hauteur de l'atmosphère, z la distance zénithale du soleil; j'ai adopté

$$h = 1,\ r = 80.$$

Quant à la distance zénithale z, au lieu de la déterminer à chaque fois par l'observation de la hauteur du soleil, j'ai préféré prendre l'heure précise du milieu de l'expérience et déduire la valeur de z de la formule

$$\cos z = \sin v \sin d + \cos v \cos d \cos y.$$

v est la latitude du lieu où l'on observe, d la déclinaison du soleil à midi, y l'angle horaire du soleil correspondant à l'heure de l'expérience.

C'est au moyen de ces deux formules que j'ai calculé les

épaisseurs atmosphériques rapportées dans la deuxième colonne du tableau précédent.

En comparant les élévations de températures observées au pyrhéliomètre et les épaisseurs atmosphériques correspondantes, j'ai vu que l'on pouvait très bien représenter les résultats par la formule

$$t = a p^{\varepsilon},$$

a et p étant deux constantes. De plus, en déterminant ces deux constantes par deux observations de chaque série, on retombe toujours sur la même valeur de a pour toutes les séries, et sur des valeurs de p assez différentes en passant d'une série à l'autre. Ainsi, a est une constante fixe, indépendante de l'état de l'atmosphère, et p une constante qui est fixe, seulement pour le même jour, et qui varie d'un jour à l'autre suivant que la sérénité du ciel est plus ou moins parfaite ; a est donc, dans la formule, la *constante solaire* ou celle qui contient, comme élément essentiel, la puissance calorifique constante du soleil : tandis que p est la *constante atmosphérique* ou celle qui contient, comme élément essentiel, le pouvoir de transmission variable dont se trouve douée l'atmosphère pour laisser arriver jusqu'à la surface de la terre des proportions plus ou moins grandes de la chaleur solaire incidente.

Les expériences donnent pour a la valeur de 6°,72 ; et pour p les valeurs contenues dans le tableau suivant :

Dates des séries.	Valeurs de p.	Valeurs de $1-p$.
28 juin	0,7244	0,2756
27 juillet	0,7585	0,2415
22 septembre	0,7780	0,2220
4 mai	0,7556	0,2444
11 mai	0,7888	0,2112
Solstice d'hiver	0,7488	0,2512.

C'est au moyen de ces valeurs de a et de p, et de la formule

$$t = a p^{\varepsilon},$$

que j'ai calculé les résultats contenus dans la quatrième co-

lonne du tableau précédent; on voit avec quelle exactitude se trouvent ainsi reproduits tous les nombres qui avaient été donnés par l'observation, même quand l'observation correspond à des épaisseurs atmosphériques qui sont quadruplées par l'effet de l'obliquité. Ainsi, dans les expériences du 4 mai, les rayons solaires avaient à traverser une épaisseur atmosphérique de 24 lieues à midi, et de 86 lieues à six heures du soir, et cependant le nombre calculé se trouve encore parfaitement d'accord avec le nombre observé. On comprend toutefois que c'est seulement quand le temps est bien fixe et bien établi que la formule peut s'appliquer avec exactitude à une journée entière avec la même valeur de p : s'il survient des changemens brusques dans l'état de l'atmosphère, les valeurs de p éprouvent aussitôt une altération plus ou moins grande. J'ai pu m'en assurer par une foule d'expériences correspondant à toutes les saisons de l'année. On peut même présumer que dans certains lieux, surtout dans les pays de montagnes et près des rivages de la mer, les valeurs de p subissent chaque jour des variations périodiques, correspondant à la diffusion et à la condensation des vapeurs.

Si dans la formule précédente on suppose $p=1$, ou $\varepsilon=0$, on trouve

$$t=6^\circ,72\,;$$

c'est-à-dire que le pyrhéliomètre prendrait une élévation de 6°, 72 si l'atmosphère pouvait transmettre intégralement toute la chaleur solaire sans en rien absorber, ou si l'appareil pouvait être transporté aux limites de l'atmosphère pour recevoir là, sans aucune perte, toute la chaleur que le soleil nous envoie. Cette valeur de t, multipliée par 0,2624, donne :

$$1,7633.$$

Telle est donc la quantité de chaleur que le soleil donne en une minute sur un centimètre carré, aux limites de l'atmosphère, et qu'il donnerait pareillement à la surface de la

terre si l'air atmosphérique n'absorbait aucun des rayons incidens.

Les valeurs précédentes de p indiquent les proportions de chaleur solaire qui ont été transmises dans les différens jours auxquels elles correspondent, et les valeurs de $1-p$ indiquent, au contraire, les diverses proportions de chaleur solaire qui ont été absorbées aux mêmes époques. Ces valeurs, toutefois, correspondent à $\varepsilon=1$, c'est-à-dire qu'elles indiquent les proportions de chaleur solaire qui auraient été transmises et absorbées dans les lieux qui avaient le soleil au zénith, en y supposant, au moment de l'expérience, le même état atmosphérique qu'à Paris. Il en résulte que, dans le trajet vertical, l'atmosphère absorbe au moins les $\frac{21}{100}$ de la chaleur incidente, et au plus les $\frac{27}{100}$, sans que le ciel cesse d'être serein ; je dois ajouter cependant que le 28 juin, auquel correspond l'absorption de $\frac{27}{100}$, on distinguait un léger voile blanc sur la voûte du ciel. D'ailleurs, d'autres observations, pour lesquelles les séries n'ont pas pu être complètes, ne m'ont accusé qu'une absorption de $\frac{18}{100}$. Ainsi, l'on peut dire que l'absorption atmosphérique est comprise entre 18 et 24 ou 25 centièmes, sans qu'il soit possible de distinguer, dans le ciel, des vapeurs qui en troublent la transparence.

Au moyen de cette donnée et de la loi suivant laquelle diminue la chaleur transmise à mesure que l'obliquité augmente, on peut calculer la proportion de chaleur incidente qui arrive à chaque instant sur l'hémisphère éclairé de la terre, et celle qui se trouve absorbée dans la moitié correspondante de l'atmosphère. Et le calcul fait voir que, pour $p=0,75$, la proportion qui arrive au sol reste comprise entre 0,5 et 0,6; et par conséquent la proportion absorbée par l'atmosphère se trouve elle-même comprise entre 0,5 et 0,4, mais très voisine de 0,4.

Ainsi, quand l'atmosphère a toutes les apparences d'une sérénité parfaite, elle absorbe encore près de la moitié de la quantité totale de chaleur que le soleil émet vers la terre, et

c'est l'autre moitié seulement de cette chaleur qui vient tomber sur la surface du sol, et qui s'y trouve diversement répartie, suivant qu'elle a traversé l'atmosphère avec des obliquités plus ou moins grandes.

Connaissant la quantité de chaleur que le soleil envoie à la terre pendant une minute, par son action perpendiculaire sur un centimètre carré, il est facile de déterminer la quantité totale de chaleur que le globe entier de la terre et l'atmosphère reçoivent à chaque minute. En effet, cette quantité de chaleur est celle qui tomberait sur le cercle d'illumination, si l'hémisphère de la terre, qui est à la fois éclairé et échauffé par le soleil, se trouvait enlevé. Or, la surface de ce cercle d'illumination étant πr^2, la quantité totale de chaleur qu'il reçoit est

$$1,7633.\pi r^2.$$

Si cette chaleur était uniformément répartie sur tous les points de la terre, chaque centimètre carré ne recevrait, pour sa part, que

$$\frac{1,7633.\ \pi r^2}{4\pi r^2} \text{ ou } 0,4408.$$

Il est facile de voir, d'après cela, que, dans le cours d'une année, la quantité totale de chaleur reçue par la terre de la part du soleil est la même que si, dans cet intervalle, il en entrait, par chaque centimètre carré de la surface qui limite l'atmosphère,

231675 unités.

En transformant cette quantité de chaleur en quantité de glace fondue, l'on arrive au résultat suivant :

Si la quantité totale de chaleur que la terre reçoit du soleil, dans le cours d'une année, était uniformément répartie sur tous les points du globe, et qu'elle y fût employée, sans perte aucune, à fondre de la glace, elle serait capable de fondre une couche de glace qui enveloppérait la terre entière, et qui aurait une épaisseur de

$30^m,89$,

ou près de 31 mètres. Telle est la plus simple expression de la quantité totale de chaleur que la terre reçoit chaque année du soleil.

La même donnée fondamentale nous permet de résoudre une autre question qui paraîtra peut-être plus hardie, et dont la solution est cependant tout aussi simple : elle nous permet de trouver la quantité totale de chaleur qui s'échappe du globe entier du soleil dans un temps donné, sans supposer autre chose, sinon que toutes les portions égales du globe du soleil émettent des quantités de chaleur égales ; ce qui paraît jusqu'à présent confirmé par l'expérience, puisque les différens aspects que nous présente le soleil par l'effet de sa rotation ne semblent avoir aucune influence marquée sur les températures terrestres.

Considérons le centre du soleil comme le centre d'une enceinte sphérique dont le rayon soit égal à la moyenne distance de la terre au soleil : il est évident que sur cette vaste enceinte chaque centimètre carré reçoit en une minute, de la part du soleil, précisément autant de chaleur que le centimètre carré de la terre, c'est-à-dire 1,7633 ; par conséquent, la quantité totale de chaleur qu'elle reçoit est égale à sa surface entière, exprimée en centimètres et multipliée par 1,7633, ou à

$$1{,}7633 . 4\pi d^2 .$$

Cette chaleur incidente n'est autre chose que la somme totale des quantités de chaleur émises dans toutes les directions par le globe entier du soleil, c'est-à-dire par une surface $4\pi r^2$, r étant le rayon du soleil. Ainsi, chaque centimètre carré émet pour sa part :

$$1{,}7633 . \frac{d^2}{r^2} \text{ ou } \frac{1{,}7633}{\sin.^2 \omega} ,$$

ω étant le demi-angle visuel sous lequel la terre voit le soleil, c'est-à-dire 15′ 40″ ; ce qui donne 84888. Ainsi, chaque

centimètre carré de la surface solaire émet en une minute

84888 unités de chaleur.

En transformant cette chaleur en quantité de glace fondue, on arrive au résultat suivant :

Si la quantité totale de chaleur émise par le soleil était exclusivement employée à fondre une couche de glace qui serait appliquée sur le globe du soleil et qui l'envelopperait de toute part, cette quantité de chaleur serait capable de fondre en une minute une couche de $11^m,80$ d'épaisseur, et en un jour une couche de $16,992^m$ ou 4 lieues $\frac{1}{4}$.

Cette détermination ne repose, comme on a pu le voir, sur aucune hypothèse; elle est indépendante de la nature propre du soleil, de la matière qui le compose, de son pouvoir rayonnant, de sa température et de sa chaleur spécifique ; elle est simplement la conséquence immédiate des principes les mieux établis par rapport à la chaleur rayonnante et du nombre auquel nous sommes parvenus par l'expérience.

Température de l'espace. — Un thermomètre qui est exposé sur le sol au rayonnement nocturne reçoit de la chaleur de deux sources différentes, savoir, de la part de l'espace et de la part de l'atmosphère. La chaleur de l'espace étant soumise à l'absorption comme la chaleur solaire pendant son trajet atmosphérique, il n'y en a en général que les $\frac{3}{10}$ ou les $\frac{4}{10}$ qui puissent arriver au thermomètre; du moins, en supposant que les expériences ne soient pas faites sur les hautes montagnes. Quant à la chaleur émise par l'atmosphère elle-même dans le cours de la nuit, elle est l'effet du rayonnement individuel de toutes les couches concentriques que l'on peut concevoir depuis le niveau de la mer jusqu'aux limites de l'atmosphère, et elle dépend par conséquent de la distribution des températures dans toute la hauteur de la colonne atmosphérique; nous pouvons ajouter que son influence est bien plus considérable qu'on ne l'a supposé jusqu'à présent. Quel que soit, au reste, le rapport des inten-

sités de ces deux causes, il est évident que l'on peut concevoir une cause unique capable de produire un effet égal à celui qui résulte de leur action simultanée; ou, en d'autres termes, on peut supprimer par la pensée la chaleur de l'espace et celle de l'atmosphère, et concevoir une enceinte, à pouvoir émissif maximum, dont la température soit telle qu'elle envoie au thermomètre et au sol précisément autant de chaleur qu'ils en reçoivent à la fois de l'atmosphère et de l'espace : c'est la température inconnue de cette *enceinte zénithale* que j'appelle la *température zénithale*.

Cette manière de concevoir les phénomènes n'a pas pour objet de représenter les actions particulières et peut-être inégales que le thermomètre éprouve dans telle ou telle direction, mais seulement de représenter avec exactitude l'action définitive et totale à laquelle il est soumis, en sorte que son abaissement au-dessous de la température ambiante se trouve le même avec l'enceinte zénithale qu'avec l'atmosphére et l'espace réunis. C'est sous cette condition qu'il nous est permis de donner à l'enceinte zénithale une température uniforme dans toutes les portions de son étendue. Enfin, il est évident que la température zénithale est nécessairement variable à chaque instant pour le même point de la surface de la terre, et à plus forte raison variable d'un point à un autre, parce qu'elle se compose d'un élément fixe qui est la température de l'espace, et d'un élément sans cesse changeant qui est la température des diverses couches atmosphériques.

Voici, maintenant, comment il est possible d'observer la température zénithale à chaque instant de la nuit, à peu près comme on observe la température de l'air.

Mon appareil que je nomme *actinomètre* est représenté dans la figure 377 : il se compose de quatre anneaux de deux décimètres de diamètre garnis de duvet de cygne, et reposant l'un sur l'autre pour que le duvet ne puisse pas éprouver de compression; la peau de cygne, elle-même, forme le fond du cercle de chacun de ces anneaux. Ce système est enfermé

dans un premier cylindre de plaqué d'argent *c*, enveloppé aussi de peau de cygne, et contenu dans un cylindre plus grand *c'*. Un thermomètre repose au centre du duvet supérieur ; le rebord *d* a une hauteur telle que le thermomètre ne puisse voir que les deux tiers de l'hémisphère du ciel ; ce rebord est percé de trous, au niveau du duvet, pour que l'air froid s'écoule régulièrement.

Cet appareil est exposé pendant la nuit au rayonnement du ciel, et l'on observe, d'heure en heure, son thermomètre et un thermomètre voisin librement suspendu dans l'air à un demi-mètre au-dessus du sol : c'est de la différence de ces températures ou de l'abaissement de l'actinomètre que l'on déduit la température zénithale ; mais, pour cela, il faut que l'appareil ait été soumis à la graduation que nous allons indiquer.

Si l'actinomètre avait une surface indéfinie, et qu'il fût dans le vide, sous une enceinte hémisphérique, maintenue à une température constante, il prendrait évidemment la température de l'enceinte : au contraire, avec sa forme réelle, voyant seulement deux tiers de l'hémisphère et enveloppé d'une couche d'air qui le réchauffe, il doit toujours rester à une température plus élevée que celle de l'enceinte. La graduation a pour objet de déterminer de combien il est réchauffé, de telle sorte qu'il suffise de connaître sa température et celle de l'air ambiant pour en déduire la température de l'enceinte, avec laquelle il est en échange de chaleur rayonnante. On conçoit, en effet, qu'il doive exister un rapport simple entre la température de l'enceinte et l'abaissement de l'actinomètre. Pour découvrir ce rapport, j'ai composé un ciel artificiel avec un vase de zinc, d'un mètre de diamètre, soutenu à deux mètres de hauteur par trois colonnes minces ; ce vase, dont le fond était noirci, a été rempli d'un mélange réfrigérent à —20°, et l'actinomètre a été placé verticalement au-dessous, à des distances telles que le thermomètre central en vît successivement des étendues cor-

respondant à $\frac{1}{4}$ d'hémisphère, $\frac{1}{3}$ d'hémisphère et $\frac{2}{3}$ d'hémisphère; dans chaque position l'on a attendu l'équilibre de température et noté en même temps la température de l'air ambiant et celle de l'appareil. Des expériences analogues, répétées à la température de la glace fondante et à d'autres températures intermédiaires, m'ont conduit au résultat suivant: si de la température ambiante on retranche les $\frac{9}{4}$ de l'abaissement de l'actinomètre, on retrouve toujours la température du ciel artificiel. Ce résultat s'applique évidemment à la voûte céleste ou plutôt à l'enceinte zénithale; par conséquent, si l'on observe pendant la nuit la température t de l'air ambiant, et l'abaissement d de l'actinomètre, on en déduira la température zénithale par la formule

$$z = t - 9\,\frac{d}{4},$$

qui est le résultat de la graduation.

Le tableau suivant contient les résultats de quelques unes des expériences.

Tableau des températures moyennes de l'atmosphère qui correspondent aux observations de l'actinomètre faites pendant les mois d'avril, de mai et de juin.

JOURS.	HEURES.	TEMPÉRATURES de l'air.	TEMPÉRATURES de l'actinomètre.	DIFFÉRENCES.	TEMPÉRATURE zénithale.	TEMPÉRATURE moyenne de l'atmosphère.
		Du 10 *au* 11 *avril.*				
10 avril.	7 h. soir.	10. 2	3.9	6.3	— 4.0	—23.5
	8	9. 9	3.0	6.9	— 5.6	—25.5
	9	9. 6	2.2	7.4	— 7.0	—27.0
	10	9. 0	1.8	7.2	— 7.2	—27.5
11 . . .	5 mat.	5. 0	— 3.0	8.0	—13.0	—35
	5.30′	5. 0	— 3.0	8.0	—13.0	—35
	6	5. 5	— 2.3	7.8	—12.0	—34

JOURS.	HEURES.	TEMPÉRATURES de l'air.	TEMPÉRATURES de l'actinomètre.	DIFFÉRENCES.	TEMPÉRATURE zénithale.	TEMPÉRATURE moyenne de l'atmosphère.
			Du 14 au 15 avril.			
14 avril.	7 h. soir.	8. 5	0.8	7.7	— 6.0	—26
	8	7. 0	— 0.5	7.5	— 9.9	—30.0
	9	5. 8	— 1.6	7.4	—10.8	—32
	10	5. 0	— 2.4	7.4	—11.6	—33.5
15 . . .	4.30′ mat.	1. 0	— 6.0	7.0	—14.7	—37.5
	5	1. 0	— 6.0	7.0	—14.7	—37.5
	6	1. 6	— 5.2	6.8	—13.7	—36.0
			Du 20 au 21 avril.			
20 avril.	8 h. soir.	5. 6	— 0.8	6.4	— 8.8	—29.5
	9	4. 5	— 2.0	6.5	—10.1	—31.5
	10	3. 6	— 3.0	6.6	—11.7	—33.5
21 . . .	4.30′ mat.	0. 0	— 7.0	7.0	—15.7	—38.5
	5	0. 0	— 7.0	7.0	—15.7	—38.5
	5.30′	0. 1	— 6.5	6.6	—14.5	—37.0
			Du 5 au 6 mai.			
5 mai .	5 h. soir.	25.50	19.9	5.6	+12.9	— 2.0
	6	25.10	17.5	7.6	8.0	— 8.0
	7	23.10	15.0	8.1	4.9	—12.0
	8	22. 9	13.9	9.0	2.6	—15.0
	9	21. 5	12.5	9.0	1.4	—16.5
	10	17. 5	10	7.5	0.6	—17.5
6 . . .	4 mat.	12. 1	5	7.1	— 3.9	—23.5
	4.30′	12. 1	5	7.1	— 3.9	—23.5
	5	12.	6	6.0	— 1.5	—20.0
			Du 23 au 24 juin.			
23 juin.	7 h. soir.	20. 0	12.0	8.0	+ 2.0	—16.0
	8	17. 8	10.5	7.3	1.4	—16.5
	9	17. 6	10.7	6.9	»	»
	10	16. 3	9.2	7.1	0.3	—18.0
24 . . .	4 mat.	11. 3	5.3	6.0	— 2.2	—21.0
	4.30′	11. 5	5.6	5.9	— 1.8	—20.5

Ces expériences constatent que la température zénithale s'abaisse pendant la nuit, à peu près comme la température de l'air ambiant; cet abaissement progressif, depuis le coucher du soleil jusqu'à son lever, est un fait essentiel qui conduit immédiatement à une conséquence importante.

En effet, la température zénithale se trouve composée de deux termes qui s'ajoutent : l'un, dépendant de la température moyenne t'' de la colonne atmosphérique, qui est variable; et l'autre, dépendant de la température t' de l'espace, qui est fixe ; car, on peut démontrer que ces 3 températures z, t'' et t' sont liées entre elles par la relation $a^z = ba^{t''} + (1-b')\, a^{t'}$; a étant la constante du rayonnement 1,0077, b le pouvoir absorbant que l'atmosphère exerce par la chaleur terrestre, et b' celui qu'elle exerce sur la chaleur de l'espace. Or, puisque la température zénithale éprouve, dans une seule nuit, des variations considérables, c'est une preuve évidente que le terme fixe qui entre dans son expression n'a qu'une très petite valeur par rapport au terme variable, et par conséquent que, dans le rayonnement nocturne, la chaleur de l'espace est très petite par rapport à la chaleur qui provient du rayonnement de l'atmosphère.

Cette conséquence ne peut guère se concilier avec les opinions qui attribuent à l'espace une température dont la valeur ne serait pas abaissée au-dessous de zéro, d'un très grand nombre de degrés ; mais elle se concilie parfaitement bien avec les faits connus, qui déjà auraient pu fournir des indications dans ce sens s'ils avaient été analysés dans leur ensemble avec toute l'attention qu'ils méritent. Les nombreux résultats de M. Wells, de M. Daniell, et de tous les autres physiciens qui ont fait des expériences sur le rayonnement nocturne, ne prouvent pas seulement qu'un thermomètre exposé sur le sol pendant la nuit, dans un lieu découvert, se refroidit de 6,7, ou même 8° au-dessous de la température ambiante ; ils prouvent encore que ce phénomène se reproduit, presque avec la même intensité, dans les mois les plus froids de l'année, c'est-à-dire en janvier, en février, lorsque la température de l'air est tombée de plusieurs degrés au-dessous de zéro. Ainsi, Wilson a observé une différence de près de 9° entre la température de l'air et celle de la surface de la neige ; Scoresby et le capitaine Parry ont

observé des abaissemens analogues dans les régions polaires, lorsque la température de l'air était à plus de 20° au-dessous de zéro.

Si l'on considère maintenant que le pouvoir réchauffant que la couche d'air exerce par son contact sur le thermomètre du sol, qui est plus froid qu'elle, est à peu près le même, soit qu'elle se trouve à 10° au-dessus de zéro, ou à 10° au-dessous, il en résulte que le pouvoir refroidissant qui maintient ce thermomètre à—18° dans le second cas, a aussi la même énergie que le pouvoir refroidissant qui le maintient à + 2° dans le premier cas; et, comme ce pouvoir refroidissant dépend de la température de l'espace, il en résulte aussi que la température de l'espace est de beaucoup inférieure à—18°; car, si elle était seulement de—30° ou de—40°, le thermomètre qui est à—18° tandis que l'air est à—10°, en serait déjà trop voisin pour que la chaleur de l'espace pût le maintenir au même abaissement au dessous de l'air, que le thermomètre qui est à + 2° tandis que l'air est à—10°. Ce qui a peut-être empêché que l'on fît ce rapprochement, c'est qu'en général, dans les explications qui ont été données du rayonnement nocturne, on a attribué aux couches supérieures de l'atmosphère, que l'on savait très froides, une puissance refroidissante particulière, oubliant en quelque sorte que, froides comme elles sont, c'est cependant de la chaleur qu'elles envoient, et que cette chaleur s'ajoute à celle de l'espace pour en augmenter les effets.

Les résultats que j'ai obtenus au moyen de l'*actinomètre* se trouvent donc d'accord avec l'ensemble des faits connus; il était peut-être essentiel d'en faire la remarque, afin de montrer que si les conséquences auxquelles nous allons parvenir sont en quelques points contraires aux opinions reçues, cela tient à la nature des choses plutôt qu'à l'inexactitude des expériences.

D'autres considérations et d'autres calculs démontrent que la température t' de l'espace se trouve liée aux constantes b et b' pour la relation

$$a'' = 1,235 \frac{2-b}{2-b'} - 0,489;$$

et, comme de l'ensemble des expériences solaires on obtient $b'=0,35$, on arrive définitivement à l'équation

$$a''=1,008-0,748.b,$$

qui ne contient plus comme inconnue que la température de l'espace t' et le pouvoir absorbant b que l'atmosphère exerce sur la chaleur terrestre.

La plus grande valeur de b donne la limite inférieure de la température de l'espace, et, puisque b ne peut pas être plus grand que 1, la température de l'espace ne peut pas être inférieure à

$$-175^{\circ}.$$

Pour $b'=0,3$, on trouverait—187, et pour $b'=0,4$ seulement—164.

Cette limite inférieure une fois trouvée, il est facile d'avoir aussi la limite supérieure, car elle correspond à la plus petite valeur qu'il soit possible d'attribuer à b; or, les expériences de température zénithale faisant voir que b est nécessairement plus grand que 0,8, il en résulte que la température de l'espace est moindre que

$$-115^{\circ}.$$

Pour déterminer maintenant le nombre intermédiaire, compris entre ces limites, qui représente la vraie température de l'espace à l'époque actuelle, il faudra sans doute des expériences très multipliées, qui s'étendent à toutes les latitudes et à toutes les hauteurs.

Cependant, les seules expériences que j'aie pu faire permettent déjà d'arriver à une certaine approximation; elles me donnent

$$-142^{\circ}$$

pour la température de l'espace, et je ne pense pas que cette valeur puisse s'écarter beaucoup de la vérité; elle correspond à $b=0,9$.

Ainsi, l'on voit, comme résultat définitif de ces recherches que le soleil donne à la terre une quantité de chaleur 1,7633 par minute et par centimètre carré ; que, par un ciel serein, l'atmosphère absorbe environ les quatre dixièmes de cette chaleur et de celle de l'espace; qu'elle absorbe les neuf dixièmes de la chaleur émise par la terre; et que la température de l'espace à l'époque présente est de 142° au-dessous de zéro.

On ne peut assez faire remarquer l'importance du rôle que joue dans l'ensemble des phénomènes terrestres l'inégalité des pouvoirs absorbans de l'air atmosphérique, et, par suite, tous les soins qu'il faudra prendre pour les déterminer avec exactitude. On parviendra sans doute à imaginer, dans ce but, d'autres appareils et d'autres méthodes d'expérimentation, au moyen desquels il sera possible de démêler à chaque instant les influences complexes du rayonnement de l'espace et du rayonnement atmosphérique. Si aujourd'hui les diverses régions du ciel qui passent successivement au zénith nous paraissent envoyer des quantités de chaleur égales, il est très probable que cela ne tient qu'à l'imperfection de nos appareils : nous apercevons de telles différences dans la nature, la distance, le nombre et le groupement des astres parmi les profondeurs de l'espace, qu'il est impossible d'admettre que la portion du ciel, sans cesse changeante, qui se trouve au-dessus de l'horizon, ressemble sans cesse à la portion qui se trouve au-dessous; et par conséquent il est impossible que tous les hémisphères que nous pouvons concevoir dans la voûte céleste envoient réellement à la terre une même quantité de chaleur. C'est surtout dans la zône équatoriale qu'il faut chercher d'abord à apprécier ces différences, parce qu'elles doivent sans doute y paraître plus grandes, plus régulières et plus faciles à observer.

Il me semble nécessaire d'indiquer encore quelques-unes des conséquences les plus générales qui résultent de ces recherches.

La quantité totale de chaleur que l'espace envoie dans le cours d'une année à la terre et à l'atmosphère se déduit de ce qui précède ; il est facile de voir que cette quantité de chaleur serait capable de fondre sur notre globe une couche de glace de 26 mètres d'épaisseur. Nous avons vu que la quantité de chaleur solaire est exprimée par une couche de glace de 31 mètres. Ainsi, en somme, la terre reçoit une quantité de chaleur représentée par une couche de glace de 57 mètres, et la chaleur de l'espace y concourt pour une quantité qui est les $\frac{5}{6}$ de la chaleur solaire.

Entre les tropiques, la chaleur de l'espace est seulement les $\frac{2}{3}$ de la chaleur solaire, car celle-ci s'y trouve représentée par une couche de glace de 39 mètres.

On sera étonné, sans doute, que l'espace, avec sa température de — 142° au-dessous de 0, puisse donner à la terre une quantité de chaleur si considérable qu'elle se trouve presque égale à la chaleur moyenne que nous recevons du soleil ; ces résultats paraissent, au premier abord, tellement contraires à l'opinion que l'on se fait, soit du froid de l'espace, soit de la puissance du soleil, que l'on sera peut-être disposé à les regarder comme inadmissibles. Cependant, il faut remarquer qu'à l'égard de la terre le soleil n'occupe que les 5 millionièmes de la voûte céleste, et qu'il doit, par conséquent, envoyer deux cent mille fois plus de chaleur pour produire le même effet.

Au reste, en considérant les phénomènes sous un autre point de vue, on sera porté, au contraire, à supposer que, dans ces évaluations, la puissance du soleil se trouve fort exagérée ; car, si l'on examine les températures au lieu d'examiner les quantités de chaleur, on arrive à ce résultat :

Que, si le soleil ne faisait pas sentir son action sur notre globe, la température de la surface du sol serait partout uniforme et de

—89°.

Or, puisque la température moyenne de l'équateur est

de 27°,5, il faut en conclure que la présence du soleil augmente la température de la zone équatoriale de

116°,5.

Pareillement, la température moyenne de la colonne atmosphérique serait à l'équateur de

—149°.

Les formules précédentes font voir qu'elle est d'environ —10 degrés.

Ainsi, la présence intermittente du soleil augmente de 139 degrés la température moyenne de la totalité de l'atmosphère dans la zone torride.

Cet effet du soleil pour augmenter les températures terrestres dépasse de beaucoup celui que M. Poisson a obtenu en considérant les variations de température à diverses profondeurs au-dessous de la surface du sol; mais il me semble que les deux méthodes donneront des résultats plus concordans lorsqu'il sera possible d'introduire d'une manière plus directe, dans les formules de M. Poisson, l'influence si considérable de l'atmosphère.

Pour étendre ces calculs à d'autres régions, il faut tenir compte du décroissement de la température du sol à mesure que la latitude augmente; mais, par approximation, il est facile de reconnaître que les effets du vent concourent à élever la température des régions polaires, en abaissant plus ou moins les températures des régions comprises entre les cercles polaires et les tropiques; la température de la zone équatoriale elle-même paraît peu abaissée par cette cause.

CHAPITRE II.

De l'air et des vapeurs atmosphériques.

516. *Observations barométriques.*—Les observations barométriques peuvent conduire à la solution de plusieurs problèmes qui ont un très haut degré d'intérêt; mais il serait facile de s'égarer dans ces recherches, il serait facile de faire une foule d'observations parfaitement exactes et cependant inutiles. Nous devons donc nous attacher ici à indiquer les principales questions que l'on se propose, et à faire connaître les résultats auxquels on est déjà parvenu. Pour atteindre ce but, nous prendrons pour guide un excellent mémoire, dans lequel M. Bouvard a discuté avec un soin scrupuleux toutes les observations barométriques de l'Observatoire royal de Paris.

Dans nos climats on observe le baromètre quatre fois par jour : à neuf heures du matin, à midi, à trois heures après midi, à neuf heures du soir.

L'observation de midi donne la hauteur moyenne du jour, et par suite la hauteur moyenne du mois et de l'année. Les trois autres observations servent à déterminer les *variations horaires*, ou ce que l'on appelle quelquefois la *période barométrique*.

La hauteur moyenne du baromètre à Paris, donnée par vingt années d'observations, de 1816 à 1836, est de 756 ^{mm}; on peut la regarder comme d'autant plus rapprochée que les moyennes annuelles extrêmes ne diffèrent pas de plus de 3^{mm}.

En prenant les moyennes correspondant à chaque vent pour cette longue période, on trouve entre elles des différences considérables; la plus grande hauteur moyenne cor-

respond aux vents de nord et nord-est, la plus petite aux vents de sud et de sud-ouest ; l'excès de la première sur la seconde s'élève à plus de 7mm. Neuf années d'observations faites à Metz, par M. Schuster, montrent une influence analogue, bien qu'elle soit moins considérable ; et cinq années d'observations faites à Marseille, par M. Gambart, accusent au contraire une influence presque nulle : le vent du sud donnant toutefois une hauteur *supérieure* à la moyenne, les vents d'ouest et de nord-ouest une hauteur inférieure.

Les variations diurnes des baromètres exigent des soins assidus et des instrumens très parfaits ; elles se déduisent, comme nous l'avons dit, des trois observations de 9 heures du matin, de 3 heures et de 9 heures du soir.

Les résultats obtenus par M. Bouvard sont contenus dans le tableau suivant :

Hauteurs moyennes annuelles du baromètre pour les différentes heures du jour, et variations diurnes moyennes qui s'en déduisent.

ANNÉES.	à 9 heures du matin.	à 3 heures du soir.	à 9 heures du soir.	PÉRIODE du matin.	PÉRIODE du soir.
	mm	mm	mm	mm	mm
1816	754,359	753,683	754,051	0,676	0,375
1817	756,676	755,914	756,510	0,762	0,597
1818	756,382	755,473	755,961	0,909	0,488
1819	755,343	754,581	754,993	0,762	0,412
1820	756,325	755,611	755,973	0,714	0,362
1821	756,276	755,598	756,068	0,678	0,470
1822	757,728	757,011	757,310	0,717	0,382
1823	755,197	754,493	754,773	0,704	0,280
1824	755,984	755,269	755,569	0,715	0,300
1825	757,966	757,122	757,224	0,844	0,102
1826	757,584	756,756	757,087	0,828	0,331
Moyennes.	756,347	755,591	755,956	0,756	0,373

On voit que la plus petite valeur de la période de neuf heures du matin à trois heures du soir ou *période du matin*

est plus grande que la plus grande valeur de la période de 3 heures du soir à 9 heures du soir ou *période du soir;* et que, dans chaque période, les différences sont assez petites en passant d'une année à l'autre. La dernière ligne fait voir le résultat définitif, ou les valeurs moyennes conclues de ces onze années. Ainsi, la période du matin est un peu plus grande que *trois quarts* de millimètre, et la période du soir un peu plus grande que *un tiers* de millimètre.

Il était curieux de rechercher l'influence des saisons sur ces résultats, et, pour y parvenir, il suffisait de chercher les valeurs moyennes des périodes pour chacun des mois, pendant les onze années d'observations : ces moyennes sont contenues dans le tableau suivant.

Hauteurs moyennes du baromètre réunies par mois de même dénomination.

De 1816 à 1827.	à 9 heures du matin.	à 3 heures du soir.	à 9 heures du soir.	PÉRIODE du matin.	PÉRIODE du soir.
	mm	mm	mm	mm	mm
Janvier . .	758,106	757,429	757,690	0,677	0,261
Février . .	758,165	757,236	757,557	0,929	0,321
Mars . . .	756,203	755,406	755,823	0,797	0,500
Avril . . .	755,253	754,243	754,780	1,010	0,537
Mai	755,253	754,440	754,786	0,813	0,346
Juin. . . .	757,307	756,600	756,875	0,707	0,275
Juillet . .	756,554	755,817	756,140	0,737	0,323
Août . . .	756,807	755,953	756,271	0,854	0,318
Septembre	756,773	755,972	756,432	0,801	0,460
Octobre. .	754,772	754,021	754,522	0,751	0,501
Novembre	755,822	755,277	755,660	0,545	0,383
Décembre.	755,152	754,703	754,950	0,449	0,247
Moyennes.	756,347	755,591	755,950	0,756	0,373

Les conséquences que présente ce tableau sont :

1° Que la période du soir n'éprouve que des variations petites et irrégulières dans les différens mois ;

2° Que la période du matin éprouve au contraire des va-

riations considérables et dans lesquelles se laisse apercevoir une sorte de régularité; car la valeur de cette période se maintient constamment moindre pendant les trois mois de novembre, décembre et janvier, constamment plus grande pendant les trois mois de février, mars et avril, et conserve une valeur intermédiaire et variable pendant les six autres mois de l'année.

Il importe de chercher des résultats analogues dans les différens climats.

Enfin, la période barométrique est soumise aussi à l'influence du vent : elle est presque nulle par les vents du sud, et atteint son maximum par les vents du nord.

Outre les deux périodes du matin et du soir, dont nous venons de parler, il y a aussi *deux périodes de nuit:* le baromètre descend depuis neuf heures du soir à quatre heures du matin environ, et remonte depuis quatre heures du matin à neuf heures du matin, où il atteint son maximum. Ces périodes ont été constatées et mesurées par M. de Humboldt dans toute l'Amérique équatoriale : mais, le baromètre n'étant pas régulièrement observé à Paris pendant la nuit, on ne sait pas si ses oscillations sont régulières, et si elles reproduisent dans une certaine proportion les périodes équatoriales.

Tout ce qu'il est donc possible de faire à présent est de comparer les périodes du matin et du soir dans les différens climats, et même, comme la période du matin a une valeur plus grande, c'est à celle-là que l'on peut s'arrêter pour cette comparaison.

Voici les résultats qui ont été publiés sur ce sujet par M. de Humboldt.

Tableau

Tableau des variations diurnes du baromètre, suivant les latitudes.

OBSERVATEURS.		PÉRIODE DIURNE.
Humboldt et Bonpland	Amérique équatoriale, lat. 23° nord à 12° sud, entre 0t à 1500t d'élévation	m 2,55
La Condamine . .	A Quito, au Pérou, à 0° de lat. et à 1492t au-dessus de la mer. . .	2,82
Duperrey	A Payta, côte du Pérou, lat. 5° au niveau de la mer	3,40
Boussingault et Rivero.	Santa-Fé de Bogota, à 4° 35′ nord, à 1366t d'élévation.	2,39
Dorta, Freycinet et Erchwege . .	La Guiara, lat. 10° 36′ nord, au bord de la mer	2,44
	Brésil, Rio-Janeiro, lat. 22° 54′ sud, et aux Missions des Indiens.	2,34
Léopold de Buch .	Las-Palmas, Canaries, lat. 8° 28′ n.	1,10
Coutelle	Au Caire, Egypte, lat. 30° 3′ nord.	1,75
Marqué-Victor . .	Toulouse. lat. 43° 34′ nord	1,20
Gambart.	Marseille, lat. 43° 18′ nord	0,72
Billet	Chambéry, lat. 45° 34′ nord, 137t d'élévation.	1,00
Ramond	Clermont-Ferrand, lat. 45°, 46′ nord, 210t	0,94
Herrenschneider .	Strasbourg, lat. 48°, 34′ nord. . .	0,80
Bouvard aîné. . .	Paris, Observatoire, lat. 48°, 50′ n.	0,76
Nell de Bréauté. .	La Chapelle, près Dieppe, lat. 49° 55′ nord	0,36
Basse et Sommer .	Kœnisberg, lat. 54° 42′ nord. . . .	0,20
Parry	lat. 74° nord.	0,00

Ainsi, la période du matin, à peu près constante sous l'équateur dans toute la zône des tropiques et jusqu'à la hauteur de 3,000 mètres, diminue ensuite rapidement à mesure que la latitude augmente. C'est sans doute dans cette loi de diminution progressive que l'on doit chercher les causes du phénomène lui-même; tout semble indiquer qu'il tient à la température plus encore qu'à la position du soleil.

M. Flaugerques a constaté, par 20 années d'observations faites à Viviers (Ardèche), depuis 1808 à 1828, que les hauteurs moyennes de midi offrent des différences sensibles

pour les différentes phases de la lune, comme l'indique le tableau suivant (*Annuaire* 1833).

Nouvelle lune	755.48	Pleine lune	755.30
Premier octant	755.44	Troisième octant	755.69
Premier quartier	755.40	Deuxième quartier	756.23
Deuxième octant	754.79	Quatrième octant	755.50

Ainsi, la hauteur semble décroissante depuis la nouvelle lune jusqu'au 2e octant, pour devenir croissante ensuite et atteindre son maximum au 2e quartier.

On trouve pareillement pour le périgée 754,73, et pour l'apogée 755,73.

Pour reconnaître si cette influence appartient à la lune seule ou à l'action combinée de la lune et du soleil, il serait sans doute nécessaire de discuter les moyennes correspondant à diverses heures de la journée.

M. Schübler a étudié sous un autre point de vue l'influence de la lune, en discutant les nombres de jours de pluie correspondant aux différentes phases, pour un grand nombre d'observations faites à Munich de 1781 à 1788, à Stuttgard de 1809 à 1812, et à Munich de 1813 à 1828. Il en résulte que si l'on prend un intervalle de temps assez grand pour qu'il comprenne 10,000 jours pluvieux, les nombres de jours de pluie correspondants, pour le jour de la nouvelle lune, le jour du 1er octant, etc., seront conformes au tableau suivant (*Annuaire* 1835).

Nouvelle lune	306	Pleine lune	337
Premier octant	306	Troisième octant	313
Premier quartier	325	Deuxième quartier	284
Deuxième octant	341	Quatrième octant	290

Ces influences sur les jours de pluie doivent sans doute être liées à l'influence sur la hauteur moyenne du baromètre.

Dans toutes les observations barométriques, il y a en général deux corrections essentielles à faire : l'une pour la capillarité, et l'autre pour la température.

Voici la table qui est adoptée pour les corrections de la capillarité :

Dépressions du mercure dans le baromètre, dues à sa capillarité.

Diamètre intérieur du tube.	Dépressions.	Différences.	Diamètre intérieur du tube.	Dépressions.	Différences.
mm	mm	mm	mm	mm	mm
21,00	0,028	0,004	11,50	0,293	0,037
20,50	0,032	0,004	11,00	0,330	0,042
20,00	0,036	0,005	10,50	0,372	0,047
19,50	0,041	0,006	10,00	0,419	0,054
19,00	0,047	0,006	9,50	0,473	0,061
18,50	0,053	0,007	9,00	0,534	0,070
18,00	0,060	0,008	8,50	0,604	0,080
17,50	0,068	0,009	8,00	0,684	0,091
17,00	0,077	0,010	7,50	0,775	0,102
16,50	0,087	0,012	7,00	0,877	0,118
16,00	0,099	0,013	6,50	0,995	0,141
15,50	0,112	0,015	6,00	1,136	0,170
15,00	0,127	0,016	5,50	1,306	0,201
14,50	0,143	0,018	5,00	1,507	0,245
14,00	0,161	0,020	4,50	1,752	0,301
13,50	0,181	0,023	4,00	2,053	0,362
13,00	0,204	0,026	3,50	2,415	0,487
12,50	0,230	0,030	3,00	2,902	0,692
12,00	0,260	0,033	2,50	3,595	0,985
11,50	0,293		2,00	4,579	

La correction de température dépend à la fois du coefficient de dilatation du mercure et du coefficient de dilatation de l'échelle sur laquelle sont marquées les divisions. Les coefficients de dilatation étant 0,0001802 pour le mercure, 0,0000086 pour le verre, et 0,0000172 pour le cuivre, il est facile de faire des tables de correction; on en trouve une dans le mémoire de M. Bouvard, en supposant que l'échelle soit de cuivre.

517. *Des vents.*—On a beaucoup écrit sur les vents; on a même fait beaucoup d'observations sur leur direction, sur leurs changemens périodiques ou irréguliers : et cependant nous n'aurons ici que très-peu de chose à dire. C'est un sujet si vaste et si compliqué, qu'il a été impossible jusqu'à présent de déduire quelque loi générale de l'ensemble des observations connues. Il faudrait compulser tous les registres météorologiques, examiner pour un même instant l'état des vents sur tous les points du globe, et discuter les change-

mens simultanés qui surviennent dans les instans successifs. Cette tâche immense sort des bornes d'un ouvrage élémentaire; si elle avait été remplie, nous en pourrions profiter pour résumer en peu de paroles les faits généraux auxquels elle doit nécessairement conduire.

On a cru remarquer que dans certains lieux les vents se succèdent dans un ordre déterminé ; mais ces observations, beaucoup plus simples en elles-mêmes, puisqu'elles sont plus restreintes, présentent encore trop d'incertitudes pour qu'il nous soit permis de les discuter ici.

Nous nous bornerons à quelques remarques sur la direction des vents et sur les causes générales que l'on peut leur assigner.

Les vents peuvent se propager par *impulsion* et par *aspiration.* Nous désignerons ainsi deux modes opposés qui doivent être soigneusement distingués. Le vent se propage par *impulsion* quand le souffle a lieu dans un sens et la marche progressive dans le même sens ; c'est ce qui arrive au vent qui sort d'un soufflet dans lequel l'air est comprimé. Le vent se propage par *aspiration* quand le souffle a lieu dans un sens, et la marche progressive en sens contraire ; c'est ce qui arrive au vent qui entre dans un soufflet où l'air est raréfié : le souffle a lieu *vers* la buse, et la marche progressive du courant a lieu en sens contraire, car les points les plus éloignés sont ceux qui reçoivent les derniers l'impression.

Ce dernier mode n'est pas aussi rare qu'on le pense, nous en verrons la preuve dans l'article suivant en parlant des ouragans ; et Wargentin l'avait aussi remarqué sur les vents, dans le nord de l'Europe : Quand le vent passe à l'ouest, dit-il, il se fait sentir à Moscou plutôt qu'à Abo, quoique cette dernière ville soit de près de quatre cents lieues plus *occidentale* que Moscou ; et il ne parvient en Suède qu'après avoir préalablement soufflé en Finlande.

Entre toutes les causes que l'on assigne aux vents, l'une

des plus puissantes est sans aucun doute la prompte condensation des vapeurs dans le sein de l'atmosphère. On voit quelquefois tomber 27^{mm} d'eau en une heure sur une grande étendue de pays, particulièrement dans les régions équatoriales. Or, supposons seulement que cette étendue soit de dix lieues de côté ou de cent lieues carrées : si la vapeur qui est nécessaire pour produire 27^{mm} sur cent lieues carrées, était dans l'air à l'état élastique, et seulement à 10° de température, elle occuperait un espace cent mille fois plus grand qu'à l'état liquide, c'est-à-dire qu'elle occuperait un espace de cent lieues carrées sur $2,700,000^{mm}$ ou 2,700 mètres de hauteur. Telles seraient donc les dimensions du vide qui résulterait de cette condensation. A la vérité, la vapeur n'est pas à l'état élastique : elle est à l'état vésiculaire; mais, par cela seul qu'elle reste suspendue dans l'atmosphère, elle a probablement une densité moindre qu'à l'état liquide, et sa condensation en gouttes de pluie produit encore un vide immense qui ne peut se remplir sans exciter une grande secousse atmosphérique.

518. *Des ouragans.*—Dans la zone torride et dans tous les climats à hautes températures, les ouragans sont fréquens et se déploient avec une violence prodigieuse; dans nos climats tempérés, ils sont à la fois plus rares et moins violens ; et, dans les régions polaires, les grandes secousses atmosphériques, qui sont du reste assez habituelles, se réduisent, à ce qu'il paraît, à des vents de tempête ou seulement à des vents très-forts. Les ouragans occupent en général une grande étendue en largeur et une étendue encore plus grande en longueur : on en pourrait citer qui ont parcouru quatre ou cinq cents lieues avec une intensité presque égale; ils se propagent, comme le vent, par un mouvement de translation dans une direction à peu près constante : ce qui les caractérise, c'est leur vitesse, qui est excessive; elle est quelquefois de plus de vingt lieues à l'heure. Il n'y a point d'agent caché qui soit en jeu dans les ouragans, point de fluide

impondérable analogue à l'électricité qui exerce une action directe ; ce n'est, en dernier résultat, que de l'air en mouvement qui agit par sa puissance mécanique ; et l'air est si léger que toute sa puissance semble devoir être extrêmement bornée : mais, la force que les molécules d'air n'ont pas par leur masse, elles la prennent par leur vitesse, et elles deviennent ainsi capables de produire des effets qui paraissent d'abord incroyables, et qui sont cependant conformes aux lois de la mécanique.

Pour donner une juste idée de ces effets, nous rapporterons ici quelques-uns des trop fameux désastres causés par l'ouragan qui a dévasté la Guadeloupe le 25 juillet 1825.

Des maisons solidement bâties ont été renversées ; un édifice neuf, élevé aux frais de l'État avec la plus grande solidité, a eu une aile entière complètement rasée.

Le vent avait imprimé aux tuiles une telle vitesse, que plusieurs pénétrèrent dans des magasins à travers des portes épaisses.

Une planche de sapin d'*un mètre* de long, de *deux décimètres et demi* de large et de *vingt-trois millimètres* d'épaisseur, se mouvait dans l'air avec une si grande rapidité, qu'elle traversa d'outre en outre une tige de palmier de *quarante-cinq centimètres* de diamètre.

Une pièce de bois de *vingt centimètres d'équarrissage* et de *quatre à cinq mètres* de long, projetée par le vent sur un chemin ferré, battu et fréquenté, entra dans le sol de *près d'un mètre*.

Une belle grille en fer, établie devant le palais du gouverneur, fut entièrement rompue.

Trois canons de 24 se déplacèrent jusqu'à la rencontre de l'épaulement de la batterie qui les renfermait.

Pour expliquer ces phénomènes, il n'y a qu'une seule difficulté, celle de savoir comment l'air a pu recevoir dans l'atmosphère une si prodigieuse vitesse, car, cette vitesse étant donnée, les actions mécaniques les plus étonnantes en

deviennent des conséquences nécessaires. C'est du gaz en mouvement qui pousse le boulet hors du canon, et c'est aussi du gaz en mouvement qui lance dans les airs des quartiers de rocher lorsqu'une mine fait son explosion.

Direction des ouragans.—Les ouragans peuvent, comme le vent, se propager par *impulsion* ou par *aspiration*. Ce second mode mérite attention, parce qu'il fournit une donnée importante sur la cause du mouvement. C'est Franklin qui paraît en avoir le premier fait l'observation. Il rapporte quelque part, dans ses lettres, qu'ayant voulu observer une éclipse de lune à Philadelphie, il en fut empêché par un ouragan du *nord-est*, qui se manifesta sur les sept heures du soir, et amena, comme d'ordinaire, des nuages épais qui couvrirent tout le ciel. Il fut surpris, quelques jours après, d'apprendre qu'à Boston, situé environ quatre cents milles au *nord-est* de Philadelphie, la tempête n'avait commencé qu'à onze heures du soir, long-temps après l'observation des premières phases de l'éclipse; et, comparant ensemble les rapports recueillis dans diverses colonies, Franklin observa constamment que cette tempête du nord-est avait eu lieu d'autant plus tard que la station était plus *septentrionale*, et qu'ainsi *le vent soufflait dans un sens et avançait progressivement en sens contraire.*

Depuis, l'on a observé un grand nombre d'ouragans présentant ce caractère particulier dans leurs directions.

519. *Des trombes.*—Le phénomène des trombes est en même temps le plus extraordinaire des phénomènes météorologiques dans les effets qu'il produit, et le plus incompréhensible dans ses causes. Pour en donner une juste idée, nous rapporterons textuellement la description d'une trombe qui a été observée dans les environs de Trèves en 1829, par le professeur Grossmann.

« Vers deux heures de l'après-midi, une lieue au-dessous de Trèves, à l'est-nord-est de Ruwer et de Pfalzel, à environ 20° au-dessus de l'horizon, un phénomène se montra,

qui frappa d'étonnement et mit, pendant une demi-heure, dans une attente inquiète, un grand nombre d'hommes qui étaient occupés au dehors.

» Le ciel, à la suite de la pluie qui venait d'avoir lieu, était encore couvert, lorsque, tout-à-coup, du milieu d'un nuage noir qui s'élevait de l'est-nord-est, une masse lumineuse commença à se mouvoir en sens contraire et à le déchirer violemment. Le nuage prit bientôt, vers le haut, la forme d'une cheminée, de laquelle se serait échappée une fumée d'un gris blanchâtre, assez mélangée par intervalles de jets de flamme, et s'élevant par plusieurs ouvertures avec autant de force (ainsi s'exprimèrent un certain nombre de témoins) que si elle avait été chassée avec la plus grande vivacité par plusieurs soufflets.

» Le météore était arrivé au-dessus des vignes de Disburg et vis-à-vis de Ruwer, lorsqu'à quelque distance plus au sud sur la rive droite de la Moselle, tout-à-fait en contact avec le sol, un nouveau météore, comme il sembla à plusieurs individus, apparut d'une manière effrayante; il dispersa des masses de charbon de terre entassées autour d'un arbre, renversa un ouvrier d'un four à chaux qui se trouvait là, et se précipita à travers la Moselle avec un fracas épouvantable, comme si un grand nombre de pierres se heurtaient ensemble. L'eau s'élança en une haute colonne.

» Roulant avec le même fracas, ce dernier météore, toujours à terre, se dirigea de la Moselle à travers les campagnes de Pfalzel, laissant des traces évidentes de sa route en ziz-zag à travers les champs de blé et de légumes. Une partie des légumes fut entièrement détruite, une autre partie couchée et hachée, le reste enlevé au loin dans les airs.

» Plusieurs femmes, près desquelles passa le météore, s'évanouirent; d'autres, plus éloignées, se cachèrent, ou s'enfuirent en criant : Tous les champs sont en feu. Deux ouvriers, qui étaient montés sur un arbre, observèrent le météore dans tout son trajet; un autre eut même la pensée

courageuse de le suivre, et cela était facile en marchant d'un pas ordinaire. Mais, dans un des zigzags qu'il décrivait, le météore l'enveloppa tout à coup. Il se sentit tantôt tiré en avant, tantôt violemment soulevé ; il se pencha en s'appuyant fortement à terre avec ses outils ; mais il n'en fut pas moins jeté à la renverse. Le tourbillon pourtant l'abandonna et continua sa route.

» Il ne se souvient d'aucune impression particulière qui aurait affecté soit l'odorat, soit le goût, mais seulement d'un bruit assourdissant. Il affirme qu'il y avait deux courans, dont l'un s'élevait obliquement, entraînant les tiges et les épis avec d'autres corps légers ; l'autre avait une direction contraire.

» La route que le météore s'était frayée à travers les champs avait, suivant différens rapports, de 10 à 18 pas de largeur, sur une longueur de 2,100 pas. Sa forme était à peu près conique; sa couleur, tantôt gris-blanc ou jaune, tantôt brun obscur, le plus souvent celle du feu. Le premier météore était en l'air, au-dessus de celui-ci, à peu près parallèle, en avant vers le nord ; il présenta, pendant environ dix-huit minutes, une grande masse d'un gris blanchâtre, qui semblait souvent vomir de la fumée rouge de flamme, et qui, vue à la distance d'environ une demi-lieue, avait la forme d'un serpent de 140 pas de long, dont la tête était vers le nord-nord-est, la queue à l'opposite.

» En huit à dix minutes de temps, la queue s'était changée déjà en s'abaissant ; au moment où elle allait toucher la terre, tout le phénomène disparut, et en même temps aussi le météore inférieur, sans que, ni de la partie élevée en l'air, ni, comme l'assure un témoin oculaire, de la partie inférieure, il y eût aucune explosion ; mais alors une odeur de soufre très puante se répandit sur toute la campagne. Presque aussitôt un orage éclata sur les bois, situés au nord-nord-ouest du lieu où s'était montré le météore, et fut accompagné d'une grêle à grains extraordinairement gros.

» Le soleil ne parut point pendant tout ce temps, à ce qu'affirment la plupart des spectateurs. Il n'y avait aucun souffle de vent.

» Le météore supérieur fut aperçu de Gutweiler, Cossel, et autres endroits, comme aussi de Trèves; il paraît être descendu des hauteurs de Hochwald. »

Nous pourrions citer un assez grand nombre d'observations analogues faites sur divers points du globe. On appelle quelquefois *trombes marines* (*fig.* 403) celles qui paraissent soit en pleine mer, soit près des côtes; *trombes d'eau*, celles qui se montrent au-dessus des lacs et des rivières; puis *trombes d'air*, celles qui parcourent la terre avec plus ou moins de rapidité. Mais, tout ce que l'on a pu recueillir sur ces différentes trombes montre avec évidence qu'elles tiennent aux mêmes causes et qu'elles produisent les mêmes effets : c'est une seule et même puissance, qui tantôt s'exerce sur les eaux, pour en soulever des colonnes qui ont plusieurs centaines de mètres de hauteur; tantôt sur le sol, pour fouiller la terre, briser les arbres et enlever tous ces débris jusque aux nuages.

Comment cette puissance, quelquefois si prodigieuse, peut-elle prendre naissance au milieu des airs? C'est une question, il faut le dire, à laquelle la science ne peut faire aucune réponse précise.

HYGROMÉTRIE.

520. *Construction et usage des hygromètres.*—L'hygrométrie a un double but, celui de mesurer la force élastique de la vapeur qui existe dans l'air, et celui de déterminer l'action que les divers corps de la nature peuvent exercer sur cette vapeur. Cette seconde partie offre nécessairement une foule de phénomènes qui ne peuvent être considérés ici que d'une manière générale; ainsi nous nous attacherons particulière-

ment à la première partie, qui présente une question nette et précise.

Tous les instruments qui servent à mesurer la force élastique de la vapeur contenue dans l'air se nommment *hygromètres*; mais, ils reposent sur des principes différens : les uns agissent par condensation, les autres par absorption, les autres enfin par simple évaporation.

Hygromètres de condensation.—Concevons un vase de verre plein d'eau, dans une atmosphère tranquille à 20° : si l'on refroidit l'eau graduellement, à 19°, 18°, etc., il arrive un mement où les parois du vase se troublent et se couvrent de rosée; alors, la force élastique de la vapeur qui existe dans l'air est connue, car, elle est la tension maximum correspondant à la température du *point de rosée*.

En effet, la couche de gaz qui enveloppe les parois extérieures du vase se refroidit comme ces parois elles-mêmes, et, tout en se refroidissant par leur contact, elle conserve son élasticité totale qui est mesurée par la hauteur du baromètre; mais, il y a plus : les deux élémens qui composent cette couche de gaz, savoir l'air et la vapeur, conservent chacun leur élasticité partielle; or, à l'instant où cette vapeur commence à se condenser, elle a évidemment la force élastique maximum correspondant à la température de condensation. Tel est le principe sur lequel repose la construction des hygromètres de condensation. Tout se réduit à observer exactement la température du point de rosée et à chercher dans la *table* la force élastique correspondante. Nous reproduisons ici cette table en y ajoutant une colonne où se trouve exprimé en grammes le *poids de vapeur* contenu dans *un mètre cube d'air*.

Tableau

Tableau des poids de la vapeur qui est contenue dans un mètre cube d'air.

TEMPÉRATURE du point de rosée.	FORCE élastique correspondante.	POIDS de la vapeur.	TEMPÉRATURE du point de rosée.	FORCE élastique correspondante.	POIDS de la vapeur.
	mm	gr.		mm	gr.
— 20°	1,3	1,5	19°	16,3	16,2
— 15	1,9	2,1	20	17,3	17,1
— 10	2,6	2,9	21	18,3	18,1
— 5	3,7	4,0	22	19,4	19,1
0	5,0	5,4	23	20,6	20,2
1	5,4	5,7	24	21,8	21,3
2	5,7	6,1	25	23,1	22,5
3	6,1	6,5	26	24,4	23,8
4	6,5	6,9	27	25,9	25,1
5	6,9	7,3	28	27,4	26,4
6	7,4	7,7	29	29,0	27,9
7	7,9	8,2	30	30,6	29,4
8	8,4	8,7	31	32,4	31,0
9	8,9	9,2	32	34,3	32,6
10	9,5	9,7	33	36,2	34,3
11	10,1	10,3	34	38,3	36,2
12	10,7	10,9	35	40,4	38,1
13	11,4	11,6	36	42,7	40,2
14	12,1	12,2	37	45,0	42,2
15	12,8	13,0	38	47,6	44,4
16	13,6	13,7	39	50,1	46,7
17	14,5	14,5	40	53,0	49,2
18	15,4	15,3	»	»	»

Le principe de la condensation se trouve réalisé dans les trois hygromètres suivans :

L'*hygromètre à capsule* se compose d'un thermomètre et d'une petite capsule de plaqué d'or très mince (*fig.* 378). On verse de l'éther sulfurique dans la capsule, l'évaporation qui a lieu refroidit à la fois l'éther, la capsule et le thermomètre. On observe la température à l'instant où l'or se ternit, c'est la température du point de rosée ; la force élastique correspondante est écrite sur l'échelle du thermomètre.

L'*hygromètre à virole d'or* (*fig.* 379) est moins embarras-

sant pour les voyages : c'est un simple thermomètre à réservoir cylindrique, mince et allongé, portant au milieu de sa longueur une virole d'or qui joint bien sur le verrre ; de chaque côté, le réservoir est couvert de toile fine ; on y verse l'éther, et l'on observe la température à l'instant où l'or se ternit ; le flacon d'éther est contenu dans la boîte du thermomètre.

L'*hygromètre de Daniel* est représenté dans la figure 380. Il se compose d'un tube recourbé, terminé par deux boules : l'une *a* en verre noir, et l'autre *b* en verre ordinaire. La boule noire est à moitié pleine d'éther, et en outre elle contient un très petit thermomètre, dont la tige et l'échelle sont arrêtées dans l'intérieur du tube *t ;* l'air est complètement chassé de l'appareil. On verse de l'éther sulfurique sur la boule *b* qui est revêtue d'une toile fine, et l'on renouvelle l'opération jusqu'au moment où la rosée se dépose sur la boule noire. On note la température précise que marque alors le petit thermomètre intérieur : cette température est celle du point de rosée.

Le refroidissement de la boule noire est produit par la prompte évaporation de l'éther qu'elle contient, évaporation qui est elle-même produite par la condensation de l'éther dans l'intérieur de la boule *b*, de plus en plus refroidie par l'évaporation qui se fait sur sa surface extérieure.

Hygromètres d'absorption. — Il y a un grand nombre de corps qui absorbent, avec plus ou moins d'avidité, la vapeur d'eau contenue dans l'air, et, comme en même temps ils éprouvent quelques changemens dans leurs dimensions, dans leur poids ou dans quelques autres de leurs propriétés, l'on a essayé de prendre ces changements eux-mêmes pour la mesure des quantités de vapeurs absorbées. On a construit beaucoup d'hygromètres sur ces principes, mais nous n'en décrirons qu'un seul ici, c'est l'*hygromètre à cheveu* que l'on appelle aussi l'*hygromètre de Saussure*, du nom de son illustre inventeur.

L'*hygromètre à cheveu* est représenté dans la figure 381. Le cheveu est fixé par son extrémité supérieure à une pince *a*, qui peut éprouver de légers déplacemens au moyen de la vis *b* et du ressort *c* ; il s'enroule par son extrémité inférieure sur une poulie à deux gorges, dont l'axe porte une aiguille *d* destinée à parcourir le cadran *e*. Dans la seconde gorge de la poulie est enroulé un fil de soie portant un petit contre-poids *f* destiné à donner au cheveu une tension continuelle et toujours égale.

Voici maintenant le jeu de l'instrument. Quand l'air qui enveloppe le cheveu devient plus humide, le cheveu absorbe une nouvelle quantité d'humidité, il s'allonge, le contrepoids fait tourner la poulie, et l'aiguille marche vers le point *h* du cadran : au contraire, quand l'air devient plus sec, le cheveu perd une partie de son humidité, il se sèche lui-même, se raccourcit, entraîne le contrepoids, fait tourner la poulie, et l'aiguille marche vers le point *s* du cadran.

Les indications que l'on peut tirer de l'hygromètre à cheveu reposent sur les deux principes suivans :

1° Dans la *sécheresse extrême*, le cheveu prend toujours le même degré de raccourcissement, c'est-à-dire que l'aiguille finit toujours par s'arrêter au même point *s* du cadran, quelle que soit la température ; ce point *s* est le point de la sécheresse extrême.

2° Dans l'*humidité extrême*, le cheveu prend toujours le même degré d'allongement, c'est-à-dire que l'aiguille finit toujours par s'arrêter au même point *h*, quelle que soit la température ; ce point *h* est le point de l'humidité extrême.

Pour le même cheveu, l'intervalle compris entre les points extrêmes *s* et *h* est toujours le même, et le mouvement de la pince supérieure *a* sert à changer un peu la longueur du cheveu, pour amener ces points sur le cadran.

Nous allons en même temps démontrer ces principes par l'expérience, et faire la graduation de l'instrument. On met l'hygromètre sous une cloche ; on y fait le vide, ou bien on y

laisse l'air; mais, dans l'un ou l'autre cas, on en absorbe toute l'humidité, soit avec l'acide sulfurique concentré, soit avec du chlorure de calcium, et l'on observe le point où s'arrête l'aiguille; ce point est marqué zéro sur le cadran : c'est le point de sécheresse extrême, car l'expérience répétée plusieurs fois à des températures différentes donne très sensiblement le même résultat. Il faut quelquefois plusieurs jours pour que l'aiguille cesse complètement de marcher au sec.

Ensuite, on porte l'hygromètre sous une cloche dont on a mouillé les parois avec de l'eau distillée; la cloche elle-même repose sur un plateau au fond duquel on a répandu de l'eau, et l'on abandonne l'expérience à elle-même. L'aiguille marche rapidement vers le point *h* ou vers l'humidité, et enfin elle s'arrête : son point d'arrêt est le même, soit que la température ambiante soit 0°, 10°, 20°, 30°; c'est le point d'humidité extrême. On y marque 100; l'arc compris sur le cadran entre 0 et 100 est ensuite divisé en 100 parties égales, et chacune de ces parties est ce que l'on nomme *un degré d'humidité*.

Les cheveux doivent être soumis d'abord à une lessive alcaline très légère et à peine tiède; on choisit ensuite ceux qui sont à la fois très unis et très homogènes : il arrive souvent qu'après quelques mois, le cheveu est altéré, il cesse de revenir à ses points extrêmes et d'avoir une marche régulière; il faut le renouveler.

Gradué comme nous venons de le dire, l'hygromètre n'est propre qu'à marquer la sécheresse extrême, ou l'humidité extrême, et à montrer que l'air approche plus ou moins de ses limites. Pour tirer de ces indications la force élastique de la vapeur, il y avait à établir les rapports qui existent entre les degrés de l'hygromètre et les forces élastiques elles-mêmes; c'est ce qui a été fait par M. Gay-Lussac, et le tableau suivant contient, pour la température de 10°, la tension de la vapeur correspondant à chaque degré de l'hygromètre.

TABLE HYGROMÉTRIQUE

Construite pour la température de 10 degrés centésimaux, d'après les expériences de M. Gay-Lussac.

DEGRÉS de l'hygromètre à cheveu.	TENSIONS	DEGRÉS de l'hygromètre à cheveu.	TENSIONS	DEGRÉS de l'hygromètre à cheveu.	TENSIONS.
0	0,00	34	17,10	68	44,89
1	0,45	35	17,68	69	46,04
2	0,90	36	18,30	70	47,19
3	1,35	37	18,92	71	48,51
4	1,80	38	19,54	72	49,82
5	2,25	39	20,16	73	51,14
6	2,71	40	20,78	74	52,45
7	3,18	41	21,45	75	53,76
8	3,64	42	22,12	76	55,25
9	4,10	43	22,79	77	56,74
10	4,57	44	23,46	78	58,24
11	5,05	45	24,13	79	59,73
12	5,52	46	24,86	80	61,22
13	6,00	47	25,59	81	62,89
14	6,48	48	26,32	82	64,57
15	6,96	49	27,06	83	66,24
16	7,46	50	27,79	84	67,92
17	7,95	51	28,58	85	69,59
18	8,45	52	29,38	86	71,49
19	8,95	53	30,17	87	73,39
20	9,45	54	30,97	88	75,29
21	9,97	55	31,76	89	77,19
22	10,49	56	32,66	90	79,09
23	11,01	57	33,57	91	81,09
24	11,53	58	34,47	92	83,08
25	12,05	59	35,37	93	85,08
26	12,59	60	36,28	94	87,07
27	13,14	61	37,31	95	89,06
28	13,69	62	38,34	96	91,25
29	14,23	63	39,36	97	93,44
30	14,78	64	40,39	98	95,63
31	15,36	65	41,42	99	97,81
32	15,94	66	42,58	100	100,00
33	16,52	67	43,73	»	»

Dans cette table la force élastique maximum est représentée par 100 : ainsi, lorsqu'à 80° de l'hygromètre on trouve

61,22 dans la table des tensions, il faut, pour avoir la tension en millimètre, multiplier ce nombre par $\frac{9,47}{100}$, 9,47 étant la tension maximum; pour 10° et il faudrait le multiplier par $\frac{12,8}{100}$ à 15°, la tension maximum étant alors 12,8.

Toutefois, cette table serait probablement en erreur pour des températures qui s'éloigneraient trop de 10°, parce que les rapports entre les degrés de l'hygromètre et les tensions changent avec la température.

Voici le procédé que M. Gay-Lussac a employé pour faire cette graduation. Il a pris diverses dissolutions donnant de la vapeur d'eau à diverses tensions pour la même température de 10°; il a observé les degrés de l'hygromètre dans les vapeurs, et ensuite, par une interpolation, il a conclu les degrés que l'hygromètre aurait marqués dans d'autres vapeurs de tensions intermédiaires ou *vice versâ*. Le tableau suivant indique les dissolutions qui ont été choisies; leurs tensions avaient été mesurées dans le baromètre comme celles de la vapeur d'eau.

NATURE des DISSOLUTIONS.	DENSITÉS des dissolutions à 10° centésimaux.	TENSION des dissolutions à 10°, celle de l'eau étant représentée par 100.	DEGRÉS de l'hygromètre à cheveu correspondant à la tension de chaque dissolution.
Eau	1000	100,0	100,0
Muriate de soude . . .	1096	90,6	97,7
Id.	1163	82,3	92,2
Id.	1205	75,9	87,4
Muriate de chaux . . .	1274	66,0	82,0
Id.	1343	50,5	71,0
Id.	1397	37,6	61,3
Acide sulfurique. . . .	1493	18,1	33,1
Id.	1541	12,2	25,3
Id.	1702	2,4	6,1
Id.	1848	0,0	0,0

Avant de choisir le cheveu, on avait employé une foule de

substances organiques : du parchemin, des peaux diversement préparées, des rubans de baleine, etc.; on avait eu recours aussi au changement de volume ou de capacité; on avait mis du mercure dans des plumes à écrire, dans des vessies de souris, etc., et l'on observait dans un tube étroit les mouvements d'ascension ou de dépression du mercure, suivant que la capacité devenait plus grande par l'humidité ou plus resserrée par la sécheresse. Mais, presque toutes ces inventions sont maintenant abandonnées.

Psychromètre. — Le psychromètre imaginé par M. Auguste, de Berlin, mesure l'état hygrométrique de l'air par l'évaporation de l'eau, ou plutôt par le refroidissement qu'elle produit. Cet instrument se compose de deux thermomètres égaux (*figure* 382), dont les réservoirs sont également exposés à l'air; mais l'un reste sec, tandis que l'autre, couvert d'une toile fine, est incessamment humecté : un simple fil de lin, qui va du réservoir à un vase d'eau assez voisin, suffit pour produire cet effet. L'évaporation qui se fait sur le réservoir humide détermine un abaissement de température, d'où l'on peut déduire la force élastique de la vapeur qui existe dans l'air. On pourrait supposer d'abord que ce refroidissement dépend des courans d'air : mais, il faut remarquer que, si l'air refroidit la boule humide en lui enlevant de la vapeur, il la réchauffe en la touchant, et M. Auguste a fait voir que les deux causes opposées se balancent, de telle sorte que la différence des températures entre la boule sèche et la boule humide ne dépend pas de la vitesse du vent; ainsi, cette différence dépend uniquement du degré d'humidité de l'air. Ce principe établi, M. Auguste a dressé des tables qui, pour chaque température indiquée par le thermomètre sec, donnent la force élastique de la vapeur hygrométrique lorsqu'on connaît le refroidissement de la boule humide. Ce nouveau genre d'hygromètre a été employé avec un grand succès par M. de Humboldt et par quelques autres observateurs, et l'on peut présumer qu'il

prêtera un grand secours à la science quand la plupart des constructeurs d'instrumens seront parvenus à atteindre en le construisant le degré de perfection que l'inventeur, M. Auguste, ne manque jamais de lui donner.

DU SEREIN, DE LA ROSÉE, DU GIVRE, ET DE LA GELÉE.

521. Le *Serein* est une petite pluie fine qui tombe quelquefois sans que l'on aperçoive aucun nuage au ciel. Dans nos climats, ce phénomène se manifeste seulement pendant l'été, et presque toujours au coucher du soleil; on l'observe surtout dans les vallées ou dans les plaines basses, à une petite distance des lacs et des rivières; il est beaucoup plus rare dans les lieux élevés.

La cause de ce phénomène est très simple. Supposons, pour un instant, que vers cinq ou six heures de l'après-midi la température de l'air atmosphérique soit, par exemple, de 20°, et la tension de la vapeur de 13^{mm} : alors, le soleil continuant de s'approcher de l'horizon, la température ambiante s'abaisse de plus en plus, sans que la force élastique de la vapeur éprouve de changement, et, quand la température arrive à 14 ou 15°, la vapeur ne peut plus exister en totalité, puisqu'elle aurait une force élastique plus grande que le *maximum* qui convient à cette température; il faut donc qu'elle se condense en partie : c'est cette condensation qui produit le serein. Ce phénomène n'est très sensible que dans les grandes chaleurs, parce que c'est alors seulement que l'air peut contenir beaucoup de vapeurs.

Rosée.—Tous les phénomènes de la rosée ne sont que des conséquences des lois de l'hygrométrie et des lois du rayonnement nocturne. C'est le docteur Wells qui a le premier découvert et développé ces conséquences dans une série d'expériences ingénieuses qui remontent à peu près à l'année 1800; son ouvrage sur la rosée fut couronné en 1816 par la Société royale de Londres.

Pendant les nuits calmes et sereines, l'air atmosphérique et tous les corps dispersés sur la surface de la terre se refroidissent par leur rayonnement vers les espaces célestes; mais ils se refroidissent inégalement : l'air conserve mieux sa chaleur, et presque tous les corps deviennent plus froids que lui, les uns de 1°, d'autres de 2°, 3°, d'autres enfin de 10 ou même de 12°.

Nous avons vu que ces divers abaissemens au-dessous de la température de l'air ambiant dépendent de trois causes principales, savoir : 1° du pouvoir rayonnant, de la conducibilité et des dimensions des corps eux-mêmes; 2° de l'aspect sous lequel ils peuvent voir le ciel et les objets circonvoisins; 3° de leur position oblique ou inclinée, et de la manière dont ils sont exposés au vent ou aux courans d'air.

Quand il fait un vent plus ou moins fort, toutes ces inégalités disparaissent plus ou moins, parce que l'air ramène les corps à sa température à mesure qu'ils se refroidissent par le rayonnement; quand le ciel est couvert, elles disparaissent encore, parce que la chaleur diffuse des nuages, diversement absorbée par les différens corps, rend leurs pertes à peu près égales, et analogues à celle de l'air.

Ces faits et celui de la condensation de la vapeur, dès qu'elle arrive à son maximum, suffisent pour expliquer tous les phénomènes si divers que présentent la rosée, le givre et la gelée.

Pour la rosée, il suffit maintenant de remarquer, que la température de l'air étant par exemple de 15° à une certaine époque de la nuit, il y aura des corps à 14°, d'autres à 13, et les plus rayonnans seront même à 7, à 6 ou à 5°, s'ils se trouvent convenablement placés. Alors, si l'air est très humide, c'est-à-dire si le point de rosée est voisin de 15°, presque tous les corps auront de la rosée, les plus chauds en petite quantité et les plus froids en grande proportion; si l'air est moins humide, si le point de rosée est, je suppose à 10°, les corps qui sont à plus de 10° resteront secs, ceux qui sont à moins de 10° seront plus ou moins couverts de rosée;

enfin si l'air est excessivement sec, si le point de rosée est inférieur à 5°, tous les corps resteront secs, aussi bien les plus froids que les plus chauds.

Pour d'autres températures de l'air, soit à une heure plus avancée de la nuit, soit dans une saison différente, le raisonnement est exactement le même.

Le *Givre*, ou *Gelée blanche*, n'a pas une autre cause, car c'est de la rosée congelée ; il suffit donc qu'à l'instant du lever du soleil, la température de l'air ne dépasse pas 6 ou 7° pour qu'il y ait des corps couverts de givre, si d'ailleurs les conditions qui donnent de la rosée sont remplies, puisque alors, les corps les plus froids tombant au-dessous de 0, la rosée qui les couvre ne peut manquer de se prendre en glace ou plutôt en petites aiguilles de neige.

Les *Gelées d'automne* et surtout les *Gelées de printemps*, qui sont quelquefois si funestes aux récoltes, ont encore la même origine, seulement l'état de l'humidité de l'air n'exerce alors aucune influence : ce n'est plus la vapeur déposée qui se congèle, c'est l'eau contenue dans les jeunes pousses des plantes, dans les bourgeons, dans les fleurs ou dans les embryons des fruits, qui se gèle elle-même, lorsque ces divers organes délicats, soumis au rayonnement nocturne comme tous les corps dont nous venons de parler, finissent par atteindre une température de $\frac{1}{2}$° ou 1° *au-dessous* de 0 ; ce qui arrive infailliblement dès que la température de l'air descend à 3° ou 4° *au-dessus* de 0, le ciel étant serein et l'air calme.

En général l'air n'est pas immobile autour des diverses parties des arbres ou des arbustes, car les couches d'air qu'elles ont refroidies par leur contact glissent comme sur des plans inclinés et sont remplacées par d'autres; ce mouvement tend à les réchauffer, et il est probable que par cette cause elles ne tombent pas à plus de 4 ou 5 degrés au-dessous de la température de l'air.

Il résulte de ces principes que, pour empêcher la gelée dans les circonstances dont nous venons de parler, il suffit

d'atténuer les effets du rayonnement, et l'on y parvient en *cachant le ciel* aux plantes qu'on veut protéger, soit en mettant autour d'elles, à une certaine distance, des toiles ou des paillassons, soit en les couvrant avec de simples gazes. Ces moyens, qui sont employés avec tant de succès pour empêcher les gelées locales, ne peuvent rien contre les gelées générales, c'est-à-dire contre celles qui arrivent parce que l'air est lui-même tombé à une température plus basse que 0.

Les effets du rayonnement sont rendus bien sensibles par les procédés qu'on emploie pour faire la glace au Bengale. M. Williams parle de *manufactures* de cette espèce, qui occupent jusqu'à trois cents ouvriers (*Transact. Phylosoph.* vol. LXXXIII). Tout l'artifice consiste à choisir un terrain bien découvert et d'une étendue convenable, que l'on divise en petits carrés de 4 ou 5 pieds de côté, entourés d'un petit rebord de terre de 4 à 5 pouces de hauteur. Dans ces compartimens, couverts de paille ordinaire ou de cannes à sucre sèches, on place autant de terrines remplies d'eau qu'ils peuvent en contenir. La glace se produit abondamment quand l'air est calme et le ciel serein ; les nuages et le vent empêchent sa formation. M. Williams a reconnu par l'expérience que la température de l'air ambiant est presque toujours de plusieurs degrés au-dessus de 0, et une fois le thermomètre, placé sur la paille à côté des terrines, ne descendit pas au-dessous de 5°, 6, tandis que la glace se formait rapidement et prenait beaucoup d'épaisseur.

DES BROUILLARDS ET DES NUAGES.

522. Les *Brouillards* se forment dans l'air humide quand la force élastique de la vapeur est plus grande que la force élastique *maximum* correspondant à la température de l'air. La fumée qui s'élève au-dessus d'un vase rempli d'eau chaude est un véritable brouillard ; l'air étant, par exemple, à 20°, et l'eau à 60°, la vapeur se forme avec une force élastique de

144 millimètres, qui est celle qui correspond à 60°; mais, comme elle ne peut pas exister avec cette force élastique à une température de 20°, il faut bien qu'elle se condense en partie jusqu'à ce que sa force élastique soit réduite à dix-sept millimètres, qui est celle qui correspond à 20 degrés de température. Le brouillard sera donc d'autant plus intense que la température de l'eau sera plus élevée au-dessus de la température de l'air, et que l'air sera lui-même plus humide, puisque, s'il était saturé, il faudrait que toute la vapeur nouvelle se condensât à mesure qu'elle arrive.

Les brouillards qui se forment sur la mer, les lacs, les fleuves et les rivières, ont précisément la même origine : plusieurs observateurs se sont assurés, par des expériences directes, qu'au moment de leur formation, la température de l'air est toujours moindre que la température de l'eau. Cependant cette condition, qui est toujours nécessaire, n'est pas toujours suffisante : quand l'air est sec et fort agité, il emporte la vapeur et la disperse à l'instant où elle se forme, sans qu'il en résulte une condensation sensible : mais, quand l'air est calme et déjà humide, la vapeur s'élève lentement, et se condense presque en totalité; c'est précisément ce qui arrive auprès de toutes les sources pendant l'hiver.

On observe assez souvent des brouillards dans des circonstances qui semblent tout à fait différentes. Par exemple, au moment du dégel, quand la température de l'air est très sensiblement plus haute que la température de l'eau, on voit encore des brouillards très intenses se former sur les rivières, même quand elles sont encore couvertes de glaces: mais les apparences seules sont changées, le principe est le même. En effet, dans ce cas, l'air chaud est saturé d'humidité, et, lorsqu'il vient se mêler à l'air qui a été refroidi par le contact de la glace ou par le contact des autres corps froids, sa vapeur se condense.

C'est la même cause encore qui produit les brouillards sur les rivières pendant l'été, après les pluies d'orage. L'air

est plus chaud que la surface de l'eau, mais il est saturé d'humidité, et, dès qu'il approche des lieux où la fraîcheur de la rivière se fait sentir, il faut bien que sa vapeur se condense, puisqu'elle se refroidit.

En général, le mélange de deux airs saturés d'humidité et inégalement chauds produit essentiellement du brouillard, parce que la moyenne température qui en résulte est trop basse pour contenir la moyenne force élastique de la vapeur. Par exemple, de l'air saturé d'humidité à 5° se mêle à de l'air saturé d'humidité à 15° ; la température moyenne sera 10° : mais, la force élastique qui correspond à 5° est 7 millimètres, celle qui correspond à 15° est 13 millimètres ; la force élastique moyenne est 10 millimètres, qui ne peut exister dans de l'air à 10°, puisque le maximum de force élastique correspondant à cette température est seulement de 9 millimètres.

Les *Nuages* ne sont autre chose que des amas de brouillards plus ou moins épais, suspendus à diverses hauteurs dans l'atmosphère, quelquefois immobiles, et le plus souvent emportés par des courans d'air ou par des vents impétueux. Tous les brouillards qui se forment à la surface de la terre, dans les lieux humides, au fond des vallées, sur les collines, autour des pics élevés ou des cimes neigeuses, deviennent des nuages lorsqu'ils sont entraînés par les vents sans être dispersés. Mais les nuages peuvent avoir aussi une autre origine ; ils peuvent se former directement au milieu des airs, soit par la rencontre de deux vents humides inégalement chauds, soit par la condensation des vapeurs, lorsqu'elles s'élèvent en abondance dans des régions qui sont trop froides pour les contenir à l'état élastique.

On admet, en général, que les vapeurs qui constituent les nuages sont des *vapeurs vésiculaires*, c'est-à-dire des amas de petits globules remplis d'air humide, tout à fait analogues aux bulles de savon. Ces globules se distinguent très bien à l'œil nu dans les brouillards qui s'élèvent sur l'eau chaude,

et particulièrement sur la surface d'une dissolution noire comme le café. Leur densité est essentiellement plus grande que celle de l'air, à cause de la pellicule liquide qui forme leur enveloppe, et il est assez difficile d'expliquer comment ils peuvent, malgré cet excès de densité, rester suspendus au milieu des airs. M. Gay-Lussac pense que les courans d'air chaud qui s'élèvent incessamment de la terre pendant le jour ont une grande influence pour déterminer l'ascension et maintenir la suspension des nuages. M. Fresnel supposait que la chaleur solaire, absorbée dans le sein des nuages, en forme des espèces de montgolfières qui s'élèvent à des hauteurs d'autant plus grandes que l'excès de température est plus considérable. Ces deux causes sont sans doute très efficaces, mais nous avons jusqu'à présent trop peu de données sur la véritable constitution des nuages et sur les propriétés des vapeurs ou des élémens divers qui les composent pour tenter une explication complète de ce phénomène. Nous ne pourrions, à plus forte raison, présenter que des conjectures plus ou moins hasardées sur les causes qui déterminent la forme des nuages, leur étendue, leur élévation, leur couleur et toutes leurs apparences si variées, dont les météorologistes doivent faire une étude toute particulière.

DE LA PLUIE, DE LA NEIGE, DU VERGLAS, DU GRÉSIL ET DE LA GRÊLE.

523. La quantité de *Pluie* qui tombe annuellement sur un même point de la terre est un élément météorologique dont la détermination est très importante. Les instrumens qui servent à cet usage sont appelés *Udomètres*; quelques observateurs les nomment *Pluvimètres*. La figure 383 représente l'udomètre ordinaire : c'est un cylindre en cuivre de 5 ou 20 centimètres de diamètre; il se compose d'un récipient *a* et d'un réservoir *b*. Le récipient porte un fond conique percé d'une ouverture; il s'ajuste à mouvement de baïonnette sur

le réservoir. Au fond de celui-ci s'ouvre un tube coudé *c* qui se relève le long de la paroi extérieure ; là il reçoit un tube de verre *d*, qui est divisé en parties égales et qui sert à indiquer la hauteur du liquide intérieur. On mesure exactement la surface du récipient *a* ; on jauge le réservoir *b* pour connaître la quantité de liquide qui correspond aux diverses divisions du tube *d* ; et il est facile ensuite d'en déduire la *quantité de pluie*, c'est-à-dire l'*épaisseur de la couche* qu'elle aurait formée dans un vase à fond plat et horizontal.

L'udomètre de l'Observatoire de Paris est représenté dans la figure 384. Le récipient est en *a*, le réservoir en *b*, l'eau tombe du récipient dans le réservoir au moyen du tube *d* ; un peu au-dessous du réservoir est une cuvette cylindrique, jaugée avec soin, et portant sur sa paroi intérieure des divisions qui indiquent en centimètres la hauteur du liquide. Le récipient a 76 centimètres de diamètre et la cuvette 24 centimètr., de telle sorte que sa surface est la 10e partie de celle du récipient. On emploie aussi de petits vases gradués pour mesurer les petites fractions. Cet appareil est exposé au milieu de la cour de l'Observatoire ; il est porté sur une petite charpente en chêne, formant une espèce d'armoire, dans laquelle sont enfermés le réservoir, la cuvette et les vases gradués.

Un appareil semblable est disposé au-dessus de la terrasse de l'Observatoire ; son récipient est à 28 mètres au-dessus du récipient de la cour ; il est, comme celui-ci, parfaitement libre et découvert.

Voici le résultat des observations qui ont été faites depuis 1817, au moyen de ces deux instrumens.

Tableau

Tableau des quantités de pluie en centimètres qui ont été recueillies à l'Observatoire de Paris depuis 1817.

Années.	Dans la cour.	Sur la terrasse.	Années.	Dans la cour.	Sur la terrasse.
1817	57	51	1828	63	59
1818	52	43	1829	59	56
1819	59	62	1830	64	57
1820	43	38	1831	61	53
1821	65	58	1832	53	45
1822	48	42	1833	59	50
1823	52	46	1834	46	42
1824	65	57	1835	49	44
1825	52	47	1836	71	61
1826	47	41	1837	52	55
1827	58	50	1838	60	52

La moyenne est, dans la cour, de 57 centimètres, et, sur la terrasse, de 50 centimètres ; on a attribué cette différence à diverses causes, mais toutes les raisons qu'on en a données laissent encore beaucoup à désirer.

Les observateurs ne doivent pas seulement s'appliquer à déterminer les quantités moyennes de pluie, mais encore à constater les moyennes mensuelles parce qu'elles ont une influence plus directe sur les récoltes. La différence entre la température de la pluie et celle de l'air est aussi un point qui mérite une attention particulière.

Les pluies très abondantes ne méritent pas moins d'attention : c'est dans les circonstances qui les accompagnent que l'on peut chercher les véritables causes de la formation de la pluie, et peut-être aussi les principes de la constitution des nuages.

Nous citerons ici quelques faits remarquables sur ce sujet :

A Bombay, il est tombé en un seul jour 6 pouces d'eau ou 16 centimètres ; à Cayenne, en dix heures de temps, plus de 10 pouces d'eau ou 28 centimètres ; à Gênes, par une averse résultant, à ce qu'il paraît, d'une trombe, il est tombé, le 25 octobre 1822, jusqu'à 30 pouces d'eau ou 82 centimètres : c'est l'un des résultats les plus étonnans que l'on puisse citer en ce genre.

On ne sait que très peu de chose sur la formation de la *Neige*; on ne sait pas si les nuages qui la produisent sont composés de vapeurs vésiculaires ou de parcelles déjà glacées; on ne sait pas si les flocons se forment directement, ou s'ils prennent leur accroissement en traversant les couches inférieures de l'air; on n'a pas observé leur température, ni les circonstances qui déterminent leur forme et leur volume.

Les seules observations un peu complètes que l'on possède sur la neige sont relatives aux diverses formes que peuvent affecter les flocons. Le capitaine Scoresby a eu l'occasion de faire, dans les régions polaires, une foule de recherches intéressantes sur ce sujet; son ouvrage contient une centaine de figures diverses, parmi lesquelles nous avons choisi celles qui paraissent les plus remarquables; elles sont représentées dans la planche XXXI (*fig.* 385).

Kepler et beaucoup d'autres physiciens avaient déjà recueilli des observations analogues.

Le *Grésil*, que nous avons occasion d'observer dans nos climats, presque toutes les années, pendant les mois de mars et d'avril, a sans doute une origine analogue à celle de la neige. C'est aussi de l'eau congelée, ou plutôt de petites aiguilles de glace pressées et entrelacées, formant une espèce de pelotte assez compacte, et quelquefois enveloppée d'une couche de véritable glace transparente. On ne sait rien jusqu'à présent sur les causes qui déterminent ce phénomène.

Le *Verglas* est une couche de glace unie, mince et transparente, qui couvre la terre et quelquefois les plantes, les arbres et tous les objets répandus sur le sol. Sa cause est connue: la condition nécessaire à sa production est que l'air soit assez chaud pour donner naissance à de la pluie, et que le sol soit assez froid pour congeler cette pluie à mesure qu'elle tombe. Ainsi, le verglas n'est que de la pluie qui se congèle en touchant le sol.

La *neige rouge* que l'on rencontre dans les régions polaires, et partout où il y a des neiges permanentes, doit sa

couleur à la végétation d'un petit champignon (*uredo nivulis*), qui a la propriété de végéter dans la neige, comme M. Baüer l'a démontré par des expériences directes.

La *Grêle* est en même temps l'un des fléaux les plus redoutables pour les propriétés agricoles, et l'un des phénomènes les plus embarrassans pour les météorologistes.

Nous essaierons d'abord de rapporter toutes les observations précises qui ont été faites sur la grêle elle-même et sur les circonstances qui l'accompagnent, puis ensuite nous exposerons les hypothèses les moins improbables qui ont été faites pour expliquer sa formation. Nous profiterons d'un article très intéressant que M. Arago a publié sur ce sujet dans l'*Annuaire du bureau des longitudes* pour 1828.

La grosseur la plus ordinaire des grêlons est à peu près celle d'une noisette ; il en tombe souvent de plus petits, auxquels on fait peu d'attention parce que, en général, ils sont peu dangereux ; mais il en tombe trop souvent de beaucoup plus volumineux, qui brisent et qui ravagent tout ce qu'ils frappent à la surface de la terre. Nous laisserons de côté les récits des historiens et des chroniqueurs ; nous n'admettrons pas avec eux que l'on a vu, sous le règne de Charlemagne, des grêlons de 15 pieds de long sur 6 pieds de large et 11 pieds d'épaisseur, ou que l'on en a vu, sous le règne de Tippo-Saëb, qui étaient gros comme des éléphans : si, chronologiquement, ces exagérations ne remontent pas aux temps fabuleux, on peut bien dire qu'elles y remontent scientifiquement. Mais, tout en restant dans la limite des faits bien observés, nous trouverons encore sur les dimensions de la grêle des résultats assez étonnans. Ceux que nous allons rapporter peuvent être considérés comme tout-à-fait authentiques. Leur exactitude est garantie par des physiciens connus.

Halley rapporte que le 9 avril 1697 il tomba, dans le Fhistshire, des grêlons qui pesaient 5 onces.

Robert Taylor a mesuré, le 4 mai 1697, dans le Hartfordshire, des grêlons dont le contour était de 14 pouces ; c'est 4 pouces de diamètre.

Parent a vu, le 15 mai 1703, à Iliers, dans le Perche, des grêlons gros comme le poing.

Montignot ramassa, le 11 juillet 1753, à Toul, des grêlons de 3 pouces de diamètre.

Volta assure que, dans la nuit du 19 au 20 août 1787, parmi les énormes grêlons qui ravagèrent la ville de Côme et ses environs, l'on en trouva qui pesaient 9 onces.

M. Tessier rapporte que le 13 juillet 1788, dans cet orage épouvantable qui traversa la France et les Pays-Bas, il se trouvait des grêlons de 8 onces.

Le docteur Noggerath dit que le 7 mai 1822 il tomba à Bonn des grêlons qui pesaient 12 à 13 onces.

Ces témoignages sont sans doute suffisans pour établir comme un fait incontestable qu'il est tombé dans différens pays des grêlons pesant plus d'une demi-livre.

La forme des grêlons est très variable : ils sont en général arrondis, quelquefois aplatis, et dans le nombre on en trouve très souvent qui sont anguleux ou qui offrent à leur surface des protubérances ou des saillies remarquables.

Les observations sur la structure intérieure de la grêle sont d'une très haute importance, parce qu'elles peuvent conduire aux causes qui déterminent les progrès de la congélation ; mais ce qu'elles ont appris jusqu'à présent se réduit aux remarques suivantes :

Vers le centre des grêlons, on trouve en général une espèce de noyau opaque, assez semblable à cette neige plus ou moins spongieuse qui compose le grésil (*fig.* 386, nos 1 et 4).

Autour du noyau, on ne distingue ordinairement qu'une masse congelée plus ou moins épaisse et très sensiblement diaphane.

Quelquefois, on reconnaît dans cette masse des couches distinctes, et pourtant transparentes (nos 1 et 4). D'autres fois, on peut y compter plusieurs alternatives de couches diaphanes et opaques (nos 2, 3 et 6) : cette circonstance mérite toute l'attention des observateurs.

Enfin, l'on trouve des grêlons qui ont une structure *rayonnante* à partir du centre (n° 5), et quelquefois cette structure remarquable enveloppe la structure intérieure, qui est visiblement concentrique. C'est à M. Deleros que l'on doit cette observation intéressante; il eut occasion de la faire, le 4 juillet 1819, dans un orage de nuit qui répandit la désolation sur plusieurs départemens de l'ouest de la France.

Le docteur Eversman rapporte qu'en 1825, dans un orage terrible qui couvrit Ordenbourg et ses environs, on recueillit plusieurs grêlons dont le centre ou le noyau était une espèce de pyrite de forme quadrangulaire.

Il m'a semblé depuis longtemps qu'il serait très important de déterminer la température de la grêle à l'instant où elle tombe. J'ai eu occasion de faire seulement deux observations de cette espèce, avant 1829, qui m'ont donné une température comprise entre 3 et 4° au-dessous de zéro. Depuis, j'ai fait d'autres observations qui m'ont donné—1/2°,—1°, et—3°: cette dernière appartient aux grêlons, gros comme des noix, qui ont ravagé le département de Seine-et-Oise pendant l'été de 1839.

Après ces remarques sur les dimensions, la forme et la structure des grêlons, nous allons rapporter ce que l'on sait des diverses circonstances qui accompagnent ou qui précèdent la chute du fléau.

La grêle précède ordinairement les pluies d'orage; elle les accompagne quelquefois; jamais, ou presque jamais, elle ne les suit, surtout quand ces pluies ont quelque durée.

Elle tombe toujours pendant très peu de temps, souvent pendant quelques minutes, rarement pendant un quart d'heure.

La quantité de glace qui tombe des nuages en si peu de temps est prodigieuse; la terre en est quelquefois couverte d'une couche de plusieurs pouces d'épaisseur.

Nous ne dirons rien ici des désastres qu'elle cause : c'est

comme une mitraille qui tombe du ciel; elle agit par son poids et par l'impulsion qu'elle a reçue du vent, car, il paraît bien certain qu'elle ne reçoit aucune impulsion étrangère. On peut juger des désastres que produisent sur la terre des grêlons d'une demi-livre, ou du moins de plusieurs onces, animés d'une vitesse qui peut être presque aussi grande que la vitesse du vent.

La grêle tombe, à ce qu'il paraît, plus ordinairement pendant le jour que pendant la nuit.

Les nuages qui la portent semblent avoir beaucoup d'étendue et beaucoup de profondeur, car ils répandent, en général, une grande obscurité; on croit avoir remarqué qu'ils ont une couleur particulière, grise ou roussâtre, et qu'en même temps leur surface inférieure présente d'énormes protubérances, et leur bord des déchirures multipliées.

Plusieurs observateurs pensent que ces nuages sont, en général, très peu élevés; mais les raisons qu'ils en donnent ne me semblent pas décisives. Souvent les habitans des hautes collines voient au-dessous d'eux les nuages qui couvrent de grêle le fond des vallées : dans ce cas il n'y a nul doute, les nuages sont peu élevés; on a même ainsi une mesure exacte de leur hauteur : mais, dans d'autres cas, il me semble difficile de juger de leur position, comme on le fait quelquefois par le temps qui s'écoule entre l'apparition de l'éclair et l'arrivée du bruit du tonnerre; car, l'explosion peut avoir lieu au-dessous des nuages qui portent la grêle, et même on peut dire que cela arrive très souvent, à cause de ces petits *nuages messagers* qu'on observe presque toujours au moment de l'orage, et qui passent avec une grande rapidité sous les nuages principaux.

S'il y a de l'incertitude sur ce point, il ne paraît pas qu'il y en ait sur un autre phénomène qui *précède* la chute de la grêle de quelques instans, et quelquefois même de plusieurs minutes : c'est un *bruissement* particulier que l'on entend dans les airs, et que l'on compare au bruit que feraient

des sacs de noix qui seraient vivement et violemment entrechoqués.

Enfin, la grêle est *toujours* accompagnée de phénomènes électriques : tantôt le tonnerre se fait entendre avant le bruissement dont nous venons de parler, tantôt il se fait entendre en même temps, ou même pendant que les grêlons dévastent la terre par leur chute précipitée.

Pour donner maintenant une idée de l'étendue du ciel et de la terre que ce terrible fléau peut occuper, et de la vitesse avec laquelle il peut se propager, nous rapporterons ici quelques détails sur le fameux orage qui a traversé la France et la Hollande le 13 juillet 1788. Cet orage est sans doute le plus désastreux, le plus effrayant qui ait jamais été vu dans nos climats ; et c'est peut-être aussi celui qui a été le mieux observé (*Mém. de l'Académie des Sciences*, 1790, page 263).

L'orage s'est propagé *simultanément* sur deux bandes à peu près parallèles, l'une orientale et l'autre occidentale.

La première est la plus étroite : sa plus grande largeur est de cinq lieues, sa plus petite d'une demi-lieue, sa largeur moyenne de deux lieues et un quart.

La seconde est la plus large : sa plus grande largeur est de cinq lieues, la plus petite de trois lieues, et sa largeur moyenne de quatre lieues.

Elles étaient séparées par une bande qui reçut seulement une pluie abondante : sa plus grande largeur était de sept lieues et demie, sa plus petite de trois lieues, et sa largeur moyenne de cinq lieues et un quart.

A l'orient de la bande orientale et à l'occident de la bande occidentale, il y eut aussi beaucoup de pluie, mais dans une largeur qui n'a pas été déterminée.

Ces bandes sont un peu ondulées, mais leur direction générale court du sud-ouest au nord-est. Une ligne droite tirée d'Amboise à Malines forme à peu près le milieu de la bande orientale, et une autre ligne droite tirée de l'embouchure de

l'Indre dans la Loire jusqu'à Gand forme à peu près le milieu de la bande occidentale.

Sur cette longueur, qui est de plus de cent lieues pour chaque bande, il n'y eut aucune interruption dans l'orage; et même, d'après des renseignemens précis, on peut conclure qu'il couvrit encore plus de cinquante lieues au sud et cinquante lieues au nord, ce qui donne à chaque bande une longueur totale de plus de deux cents lieues : la lieue est de 2,300 toises.

Dans cette immense étendue, tous les points ne furent pas frappés à la fois ; mais, on reconnut, par la comparaison des heures, que l'orage avait une marche très rapide depuis les Pyrénées, où il semble avoir pris naissance, jusque dans la Baltique, où l'on en perdit la trace.

Sa vitesse était de seize lieues et demie à l'heure sur les deux bandes, mais la bande orientale avait un peu d'avance sur la bande occidentale.

Dans chaque lieue, la grêle ne tomba que pendant sept à huit minutes.

Les grêlons n'avaient pas tous la même forme : les uns étaient ronds, les autres longs et armés de pointes ; les plus gros pesaient 8 onces.

Le nombre des paroisses dévastées fut en France de *mille trente-neuf*; le dommage qu'elles éprouvèrent fut, par une enquête officielle, évalué à 24,690,000 francs.

Ce phénomène est, parmi tous les phénomènes connus, l'exemple le plus prodigieux, et des puissances qui agissent pour rassembler la vapeur d'eau et pour la maintenir suspendue dans les airs, et des puissances qui agissent pour produire au milieu des chaleurs de l'été un refroidissement subit dans diverses régions de l'atmosphère.

Après avoir fait connaître ce que l'on sait des effets de la grêle et de leur intensité, nous essaierons maintenant de présenter, en peu de mots, les opinions qui ont été émises sur leurs causes. Pour expliquer la grêle, il n'y a que deux

difficultés; mais, elles sont grandes et, nous pouvons le dire d'avance, elles restent au-dessus de tous les efforts qui ont été faits pour les résoudre.

Il s'agit de savoir d'abord comment se produit le froid qui congèle l'eau, et ensuite comment un grêlon qui a acquis assez de volume pour tomber par son poids, reste encore suspendu dans les airs pendant tout le temps qu'il lui faut encore pour arriver à un volume de 12 à 15 pouces de circonférence.

Sur la première question, Volta avait pensé que les rayons solaires, en frappant la surface supérieure d'un nuage très dense, sont absorbés presque en totalité, qu'il en résulte une très rapide évaporation, et que c'est cette évaporation qui produit assez de froid pour congeler l'eau. Mais, l'on pouvait dire, et c'est, je crois, M. Bellani qui l'a dit le premier, on pouvait dire que quand un liquide s'évapore par la chaleur, soit par la chaleur reçue au contact soit par la chaleur rayonnante, son évaporation ne peut devenir plus rapide qu'à la condition que sa température devienne plus haute; ou, en d'autres termes, qu'un liquide ne peut pas à la fois recevoir plus de chaleur, et par cette chaleur elle-même serefroidir davantage, sans qu'il intervienne une autre cause.

On a dit ensuite, mais très vaguement, que le froid est produit par le vent. Cette idée mérite considération. Nous avons vu qu'il y a en effet des vents qui sont toujours accompagnés d'un refroidissement plus ou moins grand : ce sont ceux que nous avons caractérisés en les appelant *vents d'aspiration*. Le fait prouve qu'ils peuvent produire sur la terre un abaissement de 17°, et il n'y a aucun doute que dans les régions élevées ils ne puissent produire un refroidissement plus grand. Les météorologistes doivent donc porter leur attention sur ce point, afin de constater si les vents qui portent les nuées de grêle sont ou ne sont pas des vents d'aspiration. Si le froid qui porte les grêlons n'a pas

cette origine, la difficulté reste entière : il faut chercher d'autres voies pour la résoudre.

Sur la seconde question, Volta avait proposé une théorie qui a eu une grande célébrité, et qui est en effet très ingénieuse. En admettant que les noyaux des grêlons soient formés, et qu'il existe un froid suffisant pour les grossir, Volta suppose que deux vastes nuages chargés d'électricités contraires soient disposés l'un au-dessus de l'autre ; alors les grêlons, encore très-petits, tombant sur le nuage inférieur, y éprouveront deux effets : 1° en pénétrant à une certaine profondeur, ils se couvriront d'une nouvelle couche de glace, parce que la température est très basse; 2° ils s'électriseront de l'électricité même du nuage, et seront *repoussés* par lui en même temps qu'ils seront *attirés* par le nuage supérieur. Ainsi, remontant contre leur propre poids, ils arriveront au nuage supérieur, où ils éprouveront deux effets analogues ; puis, retombant de nouveau dans le nuage inférieur, ils seront de nouveau repoussés dans le nuage supérieur, et pourront ainsi *faire la navette* un très grand nombre de fois, exactement comme le représente l'expérience que nous avons rapportée. Mais bientôt, soit que les grêlons deviennent trop lourds, soit que les nuages perdent leur électricité, ou se trouvent emportés par le vent à des distances trop grandes, la cause qui maintient la grêle suspendue au milieu des airs sera insuffisante, et on la verra tomber instantanément presque en masse.

Volta essayait même d'indiquer les causes qui peuvent déterminer la formation de deux nuages superposés et chargés des électricités contraires; il la trouvait : 1° dans la propriété qu'il attribuait aux rayons solaires de déterminer une prompte évaporation; 2° dans la propriété qu'il attribuait aux vapeurs de s'électriser négativement en se formant, et positivement en se condensant. D'après ces hypothèses, il concevait qu'au-dessus d'un gros nuage frappé par le soleil s'élève une colonne de vapeur élastique chargée de la même

électricité que le nuage, et que cette vapeur, une fois arrivée à une région assez haute, et par conséquent assez froide pour se condenser, se condense en effet pour former un nouveau nuage chargé d'électricités contraires. Ces hypothèses sont inadmissibles : mais, comme il est constant, par le fait, que les nuages orageux sont tantôt positifs ou tantôt négatifs, et, comme le mouvement de *va-et-vient* des grêlons repose seulement sur ce fait, il reste à examiner s'il est possible en lui-même. Or, on a fait beaucoup d'objection contre cette possibilité : plusieurs sont mal fondées, mais les deux suivantes me semblent d'un grand poids.

1° Comment se peut-il qu'une puissance électrique qui n'exerce point son action d'une manière *brusque et instantanée* soit capable d'enlever un bloc de glace d'une demi-livre? Comment se fait-il que l'étincelle ne parte pas entre ce bloc et le nuage? Tout semble indiquer qu'il faudrait pour cela des propriétés électriques différentes des propriétés connues.

2° Si les deux nuages superposés sont fortement électrisés comme ils doivent l'être pour enlever des masses pesantes, et si les grêlons font la navette dans l'espace qui les sépare, comment se fait-il que l'électricité ne s'écoule pas subitement d'un nuage sur l'autre? Les grêlons ne forment-ils pas entre les nuages une espèce de chaîne de communication qui favorise à un haut degré l'explosion de l'éclair, comme on le voit dans l'expérience elle-même que l'on fait pour imiter la grêle avec des balles de sureau?

Si ces objections ne détruisent pas la théorie de Volta, elles peuvent du moins la mettre en doute, et prévenir les observateurs qu'il y a encore quelque chose à chercher pour avoir sur ce point toute la vérité.

A côté de la théorie de Volta s'en présente une autre : on peut supposer que le refroidissement étant produit par le vent, c'est aussi la puissance du vent qui entraîne les grêlons horizontalement ou au moins très obliquement dans

l'atmosphère ; qu'ils parcourent ainsi quinze ou vingt lieues, et qu'ils n'ont pas besoin d'être suspendus bien longtemps au milieu des nuages très denses et très refroidis pour atteindre le volume énorme qu'ils ont quelquefois. Ainsi, ce serait une même cause qui déterminerait la formation et l'accroissement de la grêle. Quant à l'électricité qui accompagne toujours ce phénomène, elle serait un effet et non pas une cause : il est impossible que l'accumulation de vapeur qui est nécessaire pour engendrer la grêle puisse se faire sans un grand dégagement d'électricité, puisque tous les nuages qui viennent se condenser au foyer même où se forme la grêle, y viennent avec une électricité positive ou négative qui acquiert une grande tension par la condensation.

On voit donc, en dernier résultat, que le phénomène de la grêle est encore enveloppé d'une grande obscurité, et qu'il faut encore de bonnes et nombreuses observations pour l'expliquer dans tous ses détails.

Pluies de sang, pluies de cendres, etc. Pour donner une idée des circonstances qui accompagnent quelquefois ces météores, nous choisirons comme exemple la pluie rouge qui est tombée le 14 mars 1813 dans le royaume de Naples et dans les deux Calabres. M. Sementini a rendu compte de ce phénomène de la manière suivante.

« Le 14 mars 1813, par un vent d'est qui soufflait depuis deux jours, les habitans de Gérace aperçurent une nuée dense s'avancer de la mer sur le continent. A deux heures après midi, le vent se calma ; mais, la nuée couvrait déjà les montagnes voisines, et commençait à intercepter la lumière du soleil ; sa couleur, d'abord d'un rouge pâle, devint ensuite d'un rouge de feu. La ville fut alors plongée dans des ténèbres si épaisses que, vers les quatre heures, on fut obligé d'allumer des chandelles dans l'intérieur des maisons. Le peuple, effrayé et par l'obscurité et par la couleur de la nuée, courut en foule dans la cathédrale faire des prières publiques. L'obscurité alla toujours en augmentant, et tout

le ciel parut de la couleur du fer rouge ; le tonnerre commença à gronder, et la mer, quoique éloignée de six milles de la ville, augmentait l'épouvante par ses mugissemens ; alors, commencèrent à tomber de grosses gouttes de pluie rougeâtres, que quelques uns regardaient comme des gouttes de sang, et d'autres comme des gouttes de feu. Enfin, aux approches de la nuit, l'air commença à s'éclaircir, la foudre et le tonnerre cessèrent, et le peuple rentra dans sa tranquillité ordinaire.

» Sans commotion populaire, et avec quelques différences en plus ou en moins, le même phénomène d'une pluie de poussière rouge eut lieu non seulement dans les deux Calabres, mais encore dans l'extrémité opposée des Abruzzes.

» Cette poussière a une couleur d'un jaune de cannelle et une saveur terreuse peu marquée ; elle est onctueuse au toucher, tant est grande sa ténuité, quoiqu'on y découvre à la loupe de petits corps durs ressemblant au pyroxène, mais qui sont étrangers à la poussière, et qui s'y sont accidentellement mêlés lorsqu'on l'a recueillie sur le terrain. La chaleur la brunit, puis la rend tout-à-fait noire, et enfin la rougit si elle devient plus intense. Après l'action de la chaleur, elle laisse apercevoir, même à l'œil nu, une multitude de petites lames brillantes qui sont du mica jaune : elle ne fait plus alors effervescence avec les acides, et a perdu environ un dixième de son poids. Sa pesanteur spécifique, lorsqu'elle a été privée de corps durs, est de 2,07 ; elle est composée de : silice, 33,0 ; alumine, 15,5 ; chaux, 11,5 ; chrôme, 1,0 ; fer, 14,5 ; acide carbonique, 9,0. La perte est due à une substance résineuse, de couleur jaunâtre, que l'on obtient en traitant la poudre par l'alcool et en faisant évaporer à siccité, le poids du résidu correspondant à très peu près à la perte éprouvée dans l'analyse. Cette matière résineuse donne à la poudre la propriété de déflagrer avec le nitre. » (*Giorn. di Fisica, etc., decade seconda.* I. 28.)

CHAPITRE III.

De la lumière météorique.

524. Les phénomènes météorologiques qui appartiennent à la lumière sont trop nombreux et trop variés pour que nous puissions les développer en détail dans ces essais. Nous nous occuperons seulement de ceux dont la théorie semble assez complète.

MIRAGE.

525. *Mirage observé en Égypte.*—Lorsqu'on regarde des objets éloignés, il arrive souvent, dans certaines circonstances, que ces objets donnent plusieurs images, droites, obliques ou renversées, et toujours plus ou moins altérées dans leurs contours. C'est l'apparence de ces images, sans réflecteur visible pour les produire, qui constitue les phénomènes du *mirage*.

Nous donnerons d'abord la description de ces phénomènes tels qu'ils se présentent dans les plaines de l'Égypte.

Le sol de la Basse-Égypte forme une vaste plaine, sur laquelle se répandent les eaux du Nil au temps de l'inondation. Sur les bords du fleuve, et jusqu'à une grande distance vers les déserts, soit à l'orient soit à l'occident, on aperçoit de loin en loin de petites éminences sur lesquelles s'élèvent les édifices ou les villages. Dans les temps ordinaires, l'air est calme et très-pur : au lever du soleil, les objets éloignés se distinguent avec une netteté parfaite ; l'observateur peut embrasser alors un vaste horizon, qui n'a rien de monotone, malgré son uniformité : mais, quand la chaleur du jour se fait sentir, quand la terre est échauffée par le soleil, les couches inférieures de l'air participent à la haute tempéra-

ture du sol, de nombreux courans s'établissent avec plus ou moins de régularité ; il en résulte dans l'air une espèce de tremblement ondulatoire très sensible à l'œil, et tous les objets éloignés ne donnent plus que des images mal définies, qui semblent se briser et se recomposer à chaque instant. Ce phénomène, qui s'observe aussi dans nos climats pendant les chaleurs de l'été, n'est pas encore le phénomène du mirage. Si le vent ne souffle pas, et si les couches d'air, qui reposent sur la plaine, restent parfaitement immobiles pendant qu'elles s'échauffent au contact de la terre, alors le phénomène du mirage se développe dans toute sa magnificence ; l'observateur qui regarde au loin distingue encore l'image directe des éminences, des villages, et de tous les objets un peu élevés : mais, au-dessous de ces objets, il voit leur image renversée, et cesse, par conséquent, de voir le sol lui-même sur lequel ils reposent. Ainsi, tous les objets élevés paraissent comme s'ils étaient au milieu d'un lac immense, et l'aspect du ciel vient compléter cette illusion, car on le voit aussi comme on le verrait par réflection sur la surface d'une eau tranquille; à mesure que l'on avance, on découvre le sol et la terre brûlante au même lieu où l'on croyait voir l'image du ciel ou de quelque autre objet ; puis au loin, devant soi, l'on retrouve encore le même tableau sous un autre aspect. Ce phénomène a été souvent observé pendant l'expédition de l'armée française en Égypte. C'était un spectacle bien nouveau pour nos soldats, et en même temps une illusion bien cruelle. Quand ils voyaient au loin, sur les plaines brûlantes, le reflet du ciel, l'image renversée des maisons, des palmiers et de tous les objets de l'horizon, ils ne pouvaient douter que toutes ces images ne fussent réfléchies à quelque distance sur la surface d'un lac. Fatigués par des marches forcées, sous l'ardeur du soleil, dans un air chargé de sable, ils couraient au rivage ; mais, ce rivage fuyait devant eux : c'était l'air échauffé de la plaine qui prenait l'apparence de l'eau, et qui donnait cette image réfléchie du ciel et de tous les ob-

jets élevés de la terre. Témoins de ce phénomène, les savans de l'expédition eurent, comme toute l'armée, un instant d'illusion, mais cet instant fut court : Monge en découvrit sur le champ la cause, et en développa toutes les circonstances. C'est, comme nous allons le voir, un jeu particulier de la réfraction.

526. *Explication du mirage.* — Supposons que *a b* représente la surface horizontale du sol (*fig.* 394), l'expérience prouve que par l'effet de la chaleur les couches inférieures de l'air peuvent prendre une densité croissante à mesure que l'on s'élève, qu'à une certaine hauteur cette densité devient à peu près constante, puis, qu'elle décroît ensuite, conformément aux lois ordinaires de la constitution de l'atmosphère. Cela posé, concevons un point élevé *h*, et examinons comment sa lumière doit être modifiée pour arriver à l'œil que nous supposons placé en *p*. Il est évident d'abord que l'œil verra une image directe du point *h* par les rayons voisins de *p h* : ces rayons, il est vrai, ne viendront pas en lignes absolument droites, puisque, entre *p* et *h*, l'air n'a pas absolument la même densité ; mais ils ne pourront éprouver que de légères inflexions, et il en résultera seulement une certaine irrégularité dans les contours de l'image.

Mais, parmi les rayons que le point *h* envoie dans tous les sens, il s'en trouvera qui suivront la route *h i k l m n o p*, et qui donneront, par conséquent, dans la direction *p o z*, une image renversée de l'objet, comme s'il y avait réflection sur un miroir. En effet, le rayon *h i*, par exemple, arrivant obliquement pour pénétrer dans la couche *c'* qui est *moins réfringente* que la couche *c* dans laquelle il se trouve, doit se réfracter en *s'écartant* de la normale. Par la même raison, il doit s'écarter aussi de la normale en passant de la couche *c* dans la couche *c''*, et s'en écarter encore en passant de celle-ci dans la suivante. Ainsi, l'obliquité augmentant sans cesse, il pourra bien arriver qu'à la fin le rayon ne puisse plus

passer du milieu réfringent où il est dans le milieu moins réfringent auquel il se présente; alors, il sera forcé de se réfléchir, et, continuant sa route vers l'œil, il arrivera dans la direction *mnop*; l'œil verra donc le point *h* dans la direction *poz*, et dans une position à peu près symétrique du point *h* par rapport au plan *mv*, sur lequel est censé se faire la réflection.

La marche du rayon est ici tracée en ligne brisée; mais, comme la densité va croissant par degrés insensibles depuis la surface, on conçoit que le rayon se dévie aussi par degrés insensibles, et qu'il suive une ligne courbe, et non une ligne brisée.

Tel est le principe de l'explication du mirage donnée par Monge en présence même du phénomène; elle a été publiée dans les Mémoires de l'Institut d'Égypte.

Voici une expérience qui n'imite le mirage que bien faiblement, mais qui peut servir cependant à en faire comprendre l'explication.

cc' (*fig.* 393) est une caisse de tôle, ayant environ 1 mètre de longueur sur 15 ou 18 centimètres tant en largeur qu'en hauteur : on la remplit de charbon allumé, on la suspend à la hauteur de l'œil, et, par un rayon visuel qui rase les bords de la caisse, on regarde une mire un peu éloignée, telle que *m*. Alors, on voit une image *directe* de la mire dans la direction *pm*, puis l'on voit une image renversée dans la direction *pm'*. C'est cette seconde image qui est analogue aux images renversées du mirage; elle est évidemment produite par la réflection de la lumière sur les couches d'air chaud qui avoisinent la paroi de la caisse, et non par une réflection qui aurait lieu sur la paroi elle-même. Il est indifférent pour le succès de l'expérience que le rayon visuel rase une paroi latérale ou la paroi supérieure.

Wollaston a encore imaginé une autre expérience, par laquelle on produit le mirage dans un liquide. On prend un petit vase en cristal de forme ronde ou carrée, on y super-

pose, avec tous les soins convenables, deux liquides d'inégale densité qui puissent se combiner lentement près de la couche de superposition : l'eau et l'acide sulfurique, l'eau et l'alcool, l'eau et le sirop de sucre concentré, peuvent très bien remplir cet objet. Quand la combinaison est opérée bien parallèlement dans une couche d'une épaisseur suffisante, on approche l'œil vis-à-vis cette couche pour regarder une petite mire, disposée sur la paroi opposée, et l'on voit aussi une image droite de cette mire et une image renversée.

527. *Phénomènes de mirage observés en différens lieux et dans diverses circonstances.* — A Ramsgate, le docteur Vince a observé un effet remarquable du mirage. Lorsque de Ramsgate on regarde du côté de Douvres, on aperçoit, par un beau temps, les sommets des quatre plus hautes tours du château de Douvres ; le reste de l'édifice est caché par une colline dont la crête se trouve à peu près à douze milles de l'observateur ; la moitié de cet espace est occupé par la surface de la mer. Le docteur Vince, établi à Ramsgate à peu près à 70 pieds au-dessus de la surface de la mer, fut fort surpris, le 6 août 1806, lorsqu'en regardant du côté de Douvres, vers sept heures du soir, il aperçut non seulement les quatre tours du château, comme à l'ordinaire, mais le château lui-même dans toutes ses parties et jusqu'à sa base. On le voyait, dit-il, aussi distinctement que s'il eût été tout d'une pièce transporté sur la colline du côté de Ramsgate.

Le même physicien a publié beaucoup d'autres observations qu'il a faites du même lieu, et particulièrement en regardant sur la mer, avec un bon télescope, les vaisseaux qui s'approchaient ou s'éloignaient de Ramsgate. Nous citerons encore les deux observations suivantes :

Un jour, il aperçut un vaisseau qui était précisément à l'horizon : il le distinguait nettement, mais en même temps il en vit une image renversée, très régulière et disposée ver-

ticalement au-dessus de lui, de telle sorte que le sommet du mât réel et le sommet du mât de l'image renversée étaient en coïncidence (*fig.* 395).

Une autre fois, toujours dans le même mois d'août, et vers le soir, il vit un autre effet : l'image du vaisseau était encore renversée, mais au-dessous de lui (*fig.* 396).

Le capitaine Scoresby a eu l'occasion d'observer un grand nombre de phénomènes analogues dans les mers du Groënland. Dès que le soleil se montre dans ces parages, les couches d'air qui reposent sur le sol ou sur la surface de la mer atteignent promptement une température beaucoup plus haute que les couches d'air qui sont à quelques pieds de hauteur, et les réfractions extraordinaires se présentent sous les apparences les plus variées et les plus fantastiques.

MM. Biot et Mathieu ont fait des observations analogues à Dunkerque, sur les bords de la mer, dans la plage sablonneuse qui s'étend au pied du fort Risban. M. Biot en a donné la théorie détaillée dans les Mémoires de l'Institut pour 1809 ; il a fait voir qu'à partir d'un certain point *t*, pris à quelque distance au-devant de l'observateur *o* (*figure* 397), on peut concevoir une courbe *t c b*, telle que tous les points qui sont au-dessous d'elle restent invisibles, tandis que tous les points qui sont au-dessus, jusqu'à une certaine hauteur, donnent deux images : l'une ordinaire et directe, l'autre extraordinaire, inférieure à la couche et renversée. Ainsi, un homme qui s'éloigne de l'observateur, en partant du point *t*, lui offre les apparences successives qui sont représentées sur la figure 397.

MM. Soret et Jurine ont observé sur le lac de Genève, en septembre 1818, à dix heures du matin, le phénomène remarquable qui est représenté dans la figure 398. La courbe *a b c* représente la rive orientale du lac ; une barque chargée de tonneaux, ayant ses voiles déployées, était en *p*, vis-à-vis la pointe de Belle-Rive, et faisait route pour Genève ; les observateurs l'apercevaient avec un télescope

dans la direction gp; ils étaient au bord du lac, au deuxième étage de la maison de Jurine, à une distance d'environ deux lieues. Pendant que la barque prit successivement les positions q, r, s, on en vit une image *latérale* très sensible, en q', r', s', qui s'avançait comme la barque elle-même, mais qui semblait s'écarter à gauche de gp, tandis que la barque elle-même s'en écartait à droite. Quand le soleil éclairait les voiles, cette image était assez éclatante pour être aperçue à l'œil nu.

La direction des rayons solaires au moment de l'observation est indiquée en ly.

Il suffit de connaître la position des lieux pour voir à l'instant que c'est un phénomène de *mirage latéral :* à droite de gp, l'air était resté dans l'ombre pendant une partie de la matinée; à gauche, au contraire, il avait été échauffé par le soleil; la surface de séparation de l'air chaud et de l'air froid devait être à peu près *verticale* dans une petite étendue au-dessus de l'eau; de part et d'autre de cette couche s'était fait un mélange de densité croissante, en allant de gauche à droite, et là se produisait, dans les couches verticales, ce qui se produit ordinairement sur le sol dans des couches horizontales.

Ces exemples seront suffisans pour donner une idée des apparences indéfiniment variées, ou singulièrement bizarres qui peuvent résulter des réfractions extraordinaires que la lumière éprouve dans des couches d'air dont les densités changent rapidement. Nous avons supposé que ces changemens s'accomplissaient dans des couches planes et régulières, mais l'on conçoit qu'ils pourront souvent, par une foule de causes, s'accomplir dans des couches courbes et irrégulières : alors les images produites par le mirage seront déformées dans tous les sens, tantôt élargies, tantôt allongées outre mesure, et quelquefois dispersées comme si l'objet lui-même était brisé en mille pièces. On ne peut pas douter que le phénomène connu sous le nom de *Fata Morgana* ne

soit un effet du mirage. Il s'observe à Naples, à Reggio et sur les côtes de la Sicile; à certains momens, le peuple se porte en foule sur le rivage de la mer pour jouir de ce singulier spectacle : on voit dans les airs, à de grandes distances, des ruines, des colonnes, des châteaux, des palais, et une foule d'objets qui semblent se déplacer, et qui changent d'aspect à chaque instant. Toute cette féerie n'est qu'une représentation de quelques objets terrestres, qui sont invisibles dans l'état ordinaire de l'atmosphère, et qui deviennent apparens et mobiles quand les rayons de lumière qu'ils envoient se meuvent en lignes courbes dans les couches d'air d'inégales densités.

ARC-EN-CIEL.

528. *Explication du phénomène de l'arc-en-ciel.* — Tout le monde a pu remarquer que, pour voir un arc-en-ciel, il faut tourner le dos au soleil et regarder une nuée qui donne de la pluie, et qui en même temps se trouve vivement éclairée par la lumière solaire. Alors, l'arc coloré qui se développe dans les airs peut être considéré comme faisant partie de la base d'un cône, dont le sommet est dans l'œil de l'observateur, et dont l'axe prolongé par derrière va passer précisément par le centre du soleil. Il est facile de s'assurer que cette condition est toujours remplie, soit pour les beaux arcs-en-ciel que donne la pluie des nuées, soit pour les arcs-en-ciel bien moins complets dans leur étendue que donne la pluie des cascades ou celle des jets d'eau ; elle indique même la position qu'il faut choisir dans ces derniers cas pour voir briller les couleurs dans toutes les gouttelettes flottantes qui sont formées par la chute de l'eau, et ensuite disséminées par le vent.

D'après toutes ces apparences du phénomène, on ne peut douter qu'il ne soit produit par une modification particulière que la lumière solaire éprouve dans les gouttes d'eau.

Nous allons voir en effet que les couleurs qu'on aperçoit sont apportées dans l'œil par des rayons qui viennent directement du soleil après avoir été réfractés, réfléchis et décomposés dans ces petites parcelles aqueuses dont la forme est parfaitement sphérique.

Pour prendre une juste idée de la marche des rayons solaires dans un cercle liquide, on peut faire l'expérience suivante :

vv' (*fig.* 399) représente une coupe horizontale du volet de la chambre noire, et celle d'une très petite ouverture *o* percée dans son épaisseur. A quelque distance derrière ce volet, et à la hauteur de l'ouverture, on dispose un vase de cristal parfaitement cylindrique et rempli d'eau; la figure représente seulement la coupe horizontale de ce vase. Ensuite, on fait entrer un rayon solaire dans la direction *oi*, et l'on regarde d'en haut sa marche dans l'intérieur de l'eau : ce liquide sera toujours assez peu limpide pour que la trace de la lumière s'y trouve sensiblement marquée. Il sera facile de voir que le rayon parcourt la route *i*, *a*, *b*, *c*, *d*, *e*, *f*,..., et qu'à chaque incidence sur la paroi il éprouve à la fois une réflection et une réfraction : c'est par les réflections qu'il continue sa route dans le liquide, et par les réfractions qu'il diminue d'intensité en donnant naissance aux faisceaux émergens *a'*, *b'*, *c'*, *d'*, *e'*, *f'*...., qui sont tous des spectres plus ou moins étalés, comme si le faisceau avait traversé un prisme. Après quatre ou cinq réflexions, ces faisceaux émergens auront encore une intensité sensible.

Ce qui arrive ici se reproduira indubitablement dans une goutte de pluie sphérique, quelque petite qu'elle soit, car, le premier plan d'incidence détermine dans cette sphère un grand cercle, dans lequel se mouvra le rayon, comme dans la section du cylindre de l'expérience précédente.

Cela posé, voici la propriété fondamentale sur laquelle repose la formation de l'arc-en-ciel. Concevons un rayon qui sorte après avoir éprouvé une réflection intérieure en *b*

(*fig.* 400) : sa direction d'émergence ec fera, avec sa direction d'incidence sa, un certain angle ste, que nous désignerons par d; c'est ce que l'on appelle la *déviation*. Si l'on désigne par i l'angle d'incidence san et son égal oat, par r l'angle de réfraction oab et son égal oba, on aura évidemment :

$$oba = bat + bta, \text{ ou } r = i - r + \frac{d}{2}, \text{ d'où } d = 4r - 2i.$$

Or, la propriété dont il s'agit, c'est que cette déviation est susceptible d'un *maximum*. On le démontre par les règles ordinaires du calcul différentiel, en remarquant que les quantités i et r, qui varient ensemble, sont liées entre elles par la relation $\sin. i = n \sin. r$; et l'on trouve ainsi que cette valeur *maximum* de la déviation a lieu pour une incidence i, déterminée par la relation $\cos^2 i = \frac{n^2 - 1}{3}$.

Admettons ces résultats du calcul, et essayons seulement de faire comprendre comment cette propriété du *maximum* détermine la production des couleurs. Considérons d'abord de la lumière rouge. Pour cette nuance du spectre, l'indice de réfraction est $n = 108/81$. En substituant cette valeur dans l'expression précédente de cos. i, nous en déduirons $i = 59^\circ\ 23'\ 30''$: c'est-à-dire que le rayon rouge qui tombe sous cette incidence est de tous les rayons rouges incidens celui qui éprouve la déviation *maximum*; et cette déviation est de $42^\circ\ 1'\ 40''$. Supposons que nous ayons tracé sa route, $sabce$ (*fig.* 400), et que nous voulions examiner ensuite la route des deux rayons voisins, qui tombent, l'un avec une obliquité un peu moindre, et l'autre avec une obliquité un peu plus grande. Puisque leurs rayons émergens e' et e'' ont une déviation un peu moindre que celle de e, il est évident qu'ils sont sensiblement parallèles à e; par conséquent, le petit pinceau composé de ces rayons émergens se propagera sans diminuer d'intensité, et il pourra ainsi produire une vive impression sur l'œil du spectateur. Au contraire, tout autre

pinceau émergent, étant composé de rayons qui *divergent*, diminue nécessairement d'intensité en s'éloignant, et devient insensible à la distance où l'œil du spectateur peut le recevoir.

Tel est le principe sur lequel nous allons nous appuyer pour expliquer maintenant avec la plus grande facilité toutes les circonstances que peut présenter l'arc-en-ciel dans sa grandeur, dans sa forme, et dans l'arrangement de ses couleurs.

Pour mieux fixer les idées, supposons que les rayons du soleil couchant éclairent une nuée de pluie, et qu'un observateur soit convenablement placé pour regarder la nuée en tournant le dos au soleil (*fig.* 401). Concevons une ligne droite qui passe par le centre du soleil et par l'œil de l'observateur, pour se prolonger à l'infini vers l'orient : dans notre supposition, cette ligne sera horizontale. Concevons ensuite une seconde ligne qui coupe la première dans l'œil de l'observateur, et qui fasse avec elle un angle de 42° 1′ 40″, et qui se prolonge indéfiniment dans la nuée. Imaginons enfin que cette seconde ligne tourne autour de la première sans cesser de remplir les conditions précédentes, et décrive ainsi une surface conique dont nous avons à considérer seulement la moitié supérieure. Cette ligne, dans chacune de ses positions, rencontrera une foule de gouttes de pluie. Mais, arrêtons notre pensée sur celles qu'elle rencontre sous l'angle d'émergence qui donne le maximum de déviation pour la lumière rouge. Soit *abc* l'une de ces gouttes : le pinceau de lumière qu'elle reçoit du centre du soleil est horizontal et parallèle à *oh*; dans tous les rayons qui le composent, il y a un certain rayon *sa*, qui, après avoir été successivement réfracté en *a*, réfléchi en *b*, puis réfracté en *c*, vient sortir dans la direction *ce* avec la déviation maximum; car, *sa* étant parallèle à *oh*, l'angle *ste* est de 42° 1′ 40″, comme l'angle *coh*.

Donc, dans cette direction, l'observateur apercevra la lumière rouge du spectre.

Ce que nous venons de dire par rapport au centre du soleil s'applique à tous les points du disque de cet astre; et en répétant la même construction pour chacun d'eux, et particulièrement pour les deux bords opposés, qui sont vus de la terre sous un angle de 30′, il est évident que l'observateur, voyant une ligne rouge pour chaque point du soleil, verra pour leur ensemble une bande rouge soustendant à l'œil un angle de 30′, comme le disque du soleil lui-même.

Nous allons maintenant chercher la cause des autres couleurs de l'arc-en-ciel et de leur arrangement.

La lumière violette, par exemple, ayant, dans son passage de l'air dans l'eau, un indice de réfraction de 109/81, il est évident que, pour elle, le maximum de déviation n'est pas le même que pour la lumière rouge, et qu'il correspond à une autre incidence. En mettant pour n cette valeur dans l'expression précédente, de cos.^{2} i, on trouve : $i = 58°$ pour le violet, et $d = 40\ 17'$.

Ainsi, pour avoir la position de l'arc violet, il faut mener par l'œil de l'observateur une ligne faisant avec oh un angle de 40° 17′ ; et il est évident d'ailleurs que la bande violette sera vue comme la bande rouge d'une largeur correspondant à 30′.

Toutes les couleurs intermédiaires du spectre donneront aussi des bandes de même largeur ; mais elles seront placées à des hauteurs intermédiaires entre celle du rouge et celle du violet.

Il sera facile de déterminer par le calcul la véritable position de toutes ses bandes, l'étendue dans laquelle elles se superposent, et par conséquent les teintes qui doivent en résulter vers le milieu de l'arc-en-ciel.

On voit donc, comme conséquence définitive de cette discussion, que toutes les couleurs de l'iris sont des surfaces coniques plus ou moins ouvertes, ayant toutes pour axe commun la ligne menée par le centre du soleil et par l'œil de l'observateur; que le cône du violet est à l'intérieur, fai-

sant avec l'axe un angle de 40° 17′ ; que le cône du rouge est à l'extérieur, faisant avec l'axe un angle de 42° 2′ ; et que la largeur totale des couleurs occupe par conséquent une étendue de 1° 45′.

Newton, qui a donné le premier une explication complète de l'arc-en-ciel, a vérifié tous ces résultats par l'expérience.

Quant à l'étendue de l'arc coloré que l'on aperçoit, il est évident qu'elle dépend de la hauteur du soleil au-dessus de l'horizon. Au coucher du soleil, l'arc sera vu à l'orient, et formera une demi-circonférence entière pour l'observateur qui serait dans la plaine ; mais il pourrait former plus d'une demi-circonférence pour l'observateur qui serait au sommet d'une haute montagne, sur un pic élevé et d'une petite largeur. Au lever du soleil, les mêmes phénomènes se reproduisent du côté de l'occident. Plus le soleil est élevé sur l'horizon, et moindre est l'étendue de l'arc que l'on aperçoit. Cependant, du haut du grand mât d'un vaisseau, le soleil étant directement au zénith, on pourrait voir à ses pieds, sur la mer, un arc-en-ciel d'une circonférence entière.

Outre l'arc-en-ciel dont nous venons de parler, on observe quelquefois un second arc-en-ciel, que l'on appelle *extérieur*, parce qu'il enveloppe le premier. Il est produit par la lumière qui a éprouvé deux réflexions intérieures, comme on peut le voir dans la figure 402.

sabcde est la marche du rayon qui donne l'arc-en-ciel extérieur ; il entre dans la direction *sa*, et il sort dans la direction *de*.

Il est facile de voir que la déviation *ste*, que nous appellerons d', est alors donnée par l'équation :

$$d' = 6r - 2i - 180^\circ.$$

et que son maximum correspond à une incidence déterminée par $\cos.^2 i = \frac{n^2 - 1}{8}$.

En faisant les calculs pour la lumière rouge et pour la lumière violette, on trouve les résultats suivants :

Rouge $i = 71^\circ 50'$, $r = 45^\circ 27'$, $d' = -50^\circ 59'$.
Violet $i = 71^\circ 26'$, $r = 44^\circ 47'$, $d' = -54^\circ 9'$.

Le signe *moins*, qui précède les valeurs de d', annonce que les rayons incidens et émergens se coupent au devant du globule d'eau.

Ainsi, dans le second arc-en-ciel, le rouge est en dedans, et le violet en dehors. Les couleurs sont développées sur une étendue de $3^\circ 10'$, c'est une largeur presque triple de celle du premier arc. Enfin l'intervalle compris entre le rouge intérieur du second arc et le rouge extérieur du premier est donné par la différence des déviations correspondantes, c'est-à-dire qu'il est égal à $50^\circ 59' - 42^\circ 2'$ ou à $8^\circ 57'$.

Newton avait aussi pris des mesures exactes qui confirment ces résultats.

En éliminant i et r entre les trois équations qui déterminent le premier ou le deuxième arc, M. Babinet arrive aux équations suivantes : pour le premier $\sin.^2 \frac{d}{2} = \frac{(4-n^2)^3}{27\,n^4}$, pour le deuxième $\cos.^2 \frac{d}{2} = \frac{(n^2-1)\,(9-n^2)^3}{64\,n^6}$, qui donnent directement la déviation au moyen de l'indice de réfraction.

Il paraît que, dans des circonstances extrêmement favorables, on a quelquefois observé un troisième arc-en-ciel ; mais sa lumière est toujours très affaiblie, parce qu'elle a éprouvé un plus grand nombre de réflexions intérieures dans les gouttes de pluie.

529. Il y a aussi des arcs *secondaires* ou *surnuméraires* qui paraissent résulter des interférences des rayons qui ont traversé les gouttes d'eau avec ceux qui ne les ont pas traversées en même nombre. M. Babinet rend sensibles les franges

analogues aux contours des arcs-en-ciel, ou des arcs surnuméraires, en dirigeant un trait de lumière sur un filet d'eau vertical et cylindrique de 1 à 2 millimètres de diamètre.

La lune peut donner des arcs-en-ciel comme le soleil, surtout quand elle est pleine et qu'elle brille de tout son éclat. Il arrive cependant, même dans ces circonstances, que les couleurs sont toujours très pâles, lorsqu'on les compare aux couleurs des arcs-en-ciel solaires.

HALOS, PARHÉLIES, CERCLE PARHÉLIQUE, COURONNES, OMBRES DIVERSES, ÉTOILES FILANTES, AÉROLITHES.

530. Les *halos* sont des cercles colorés, ayant le rouge en dedans, qui apparaissent autour du soleil dans certaines saisons de l'année. Leur bord intérieur est en général assez bien défini, tandis que leur bord extérieur est à la fois plus vague et moins coloré. Le demi-angle visuel du plus petit de ces cercles est de 22 à 23°, et le demi-angle visuel du plus grand d'environ 46°; il arrive rarement que l'on puisse voir en même temps le halo de 23° et celui de 46°. Mariotte avait donné de ce phénomène une explication qui a été confirmée par toutes les observations ultérieures; cette explication repose sur la présence dans l'atmosphère d'une multitude de petites aiguilles de glace, qui réfractent la lumière solaire. En effet, la glace cristallise en formant des prismes triangulaires réguliers, dont les faces font entre elles des angles de 60°, et sont perpendiculaires aux bases. Or, si l'on admet que ces prismes aient leurs axes horizontaux et que leurs faces soient convenablement tournées, il est facile de voir que la *déviation minimum* qu'ils impriment aux rayons solaires incidens est d'environ 23° pour la lumière rouge, puisque d'après la formule on a $\sin.\left(\frac{d+60}{2}\right) : \sin.30 = 108 : 81$ ou à peu près, car on ne connaît pas très exactement l'indice de réfraction de la glace : ces rayons qui ont éprouvé la déviation minimum sont anaogues aux *rayons efficaces* de l'arc-

en-ciel, puisqu'ils sont sensiblement parallèles et arrivent à l'œil sans diminuer d'intensité. Cette hypothèse explique donc à la fois la formation du halo de 23°, l'arrangement de ses couleurs et ses dimensions. D'ailleurs, M. Arago s'est assuré que la lumière est en effet polarisée, comme la lumière réfractée et non pas comme la lumière réfléchie.

Le halo de 46° s'explique en admettant que les prismes ont leur axe obliquement situé, de telle sorte que l'angle réfringent soit alors l'angle droit que les faces latérales font avec la base du prisme. La déviation minimum pour cet angle réfringent de 90° est en effet d'environ 46°, comme l'indique l'observation.

Le *cercle parhélique* est un cercle blanc horizontal, *passant par le soleil* et formant une bande assez vivement éclairée, dont la hauteur est égale au diamètre de l'astre; il n'accompagne pas toujours le halo. M. Babinet regarde le cercle parhélique comme formé par la réflection que la lumière solaire éprouve sur les faces verticales des aiguilles de glace disposées dans tous les sens : on comprend en effet que, si l'on prend la verticale de l'observateur comme axe d'un cône droit, ayant pour génératrice la ligne qui joint l'œil de l'observateur au centre du soleil, il sera toujours possible de mener par la génératrice primitive et par un point quelconque de la base du cône, supposés dans la région des aiguilles flottantes de glace, un plan perpendiculaire à une petite facette verticale, passant par ce point de la base du cône et convenablement orientée, pour que ce plan contienne les angles d'incidence et de réflection, et pour que ces angles soient égaux. Cependant, il reste à discuter en détail, les diverses apparences du cercle parhélique dans ses différens points, et malheureusement l'on n'a que de très rares occasions de l'observer.

Le cercle parhélique, lorsqu'il est complet, pénètre dans l'intérieur des halos et les coupe en deux parties égales; en même temps, l'on observe encore quelquefois une bande blan-

che qui coupe les halos verticalement, formant ainsi avec le cercle parhélique une croix plus ou moins bien définie dans l'intérieur du halo de 23°, le soleil formant par conséquent le centre de cette croix. Quand le phénomène est complet, on observe enfin un peu au dehors du halo de 23°, et sur les bras de la croix, des images très vives et colorées du soleil; puis l'on en voit encore une autre que l'on nomme *anthélie* ou faux soleil, parce qu'elle se trouve sur le cercle parhélique au point diamétralement opposé au vrai soleil. M. Babinet a essayé d'expliquer toutes ces apparences, mais il n'a pas publié le détail de ses recherches sur ce sujet (*Comptes rendus* 1837).

531. Les *couronnes* ont à la première vue l'apparence des halos, mais elles en diffèrent essentiellement, en ce que le *rouge est en dehors* et le *violet en dedans*, et en ce que le demi-angle visuel de la première couronne paraît toujours être compris entre 1° et 2°; et, en prenant ce demi-angle pour unité, ceux des autres couronnes suivent la série des nombres 2, 3, 4, etc., comme M. Delezenne l'a démontré par plusieurs observations. Ce phénomène paraît être analogue à celui des couronnes que l'on observe en regardant le soleil ou une bougie avec un verre couvert de lycopode. L'explication théorique de ces apparences me semble laisser encore beaucoup à désirer : cependant, on verra avec intérêt l'énoncé du théorème sur lequel M. Babinet fait reposer l'explication qu'il en donne (*Comptes rendus* 1837). C'est en s'appuyant sur le même principe que M. Babinet explique aussi le phénomène des ombres argentées, observées par M. Necker de Genève; les couleurs des fils d'araignées, et celles des objets très déliés exposés aux rayons solaires sous certaines conditions.

532. Les *étoiles filantes* ont dans ces derniers temps attiré l'attention d'une foule d'observateurs : on a constaté qu'elles sont en général hors des dernières limites de l'atmosphère, et que leur distance s'élève souvent à plus de deux cents

lieues, que leur vitesse varie de six à dix lieues par seconde; qu'il y a peu de nuits où un observateur, s'attachant à explorer seulement un quart du ciel, n'en observe au moins six ou huit par heure; qu'à certaines époques de l'année et surtout du 11 au 13 novembre et du 10 au 12 août, le nombre des étoiles filantes est beaucoup plus considérable, et qu'elles prennent alors une direction déterminée. Ces résultats conduisent à supposer que les étoiles filantes sont de petits corps célestes dispersés en plus grande abondance dans certaines régions du ciel, où ils se meuvent avec rapidité, et qu'ils deviennent visibles pour nous, lorsque la terre, par son mouvement de rotation autour du soleil, se rapproche des régions où semble se concentrer les orbites de ces espèces de corps. On peut consulter sur ce sujet le mémoire très intéressant de M. Quetelet (*Catalogue des principales apparitions d'Étoiles filantes*, 1839).

533. Les *aérolithes*, dont la chûte a été constatée par tant d'observations authentiques, ne paraissent pas être sans analogie avec les étoiles filantes.

Depuis le commencement du siècle on peut estimer à une centaine environ le nombre des aérolithes qui sont tombés en Europe seulement et dont la chûte a été bien constatée. On peut regarder comme un fait général, qu'une fois arrivés près de la terre ces météores se présentent sous l'apparence d'un globe de feu plus ou moins volumineux, animé d'une grande vîtesse, laissant sa route quelquefois sinueuse, marquée par une traînée de lumière qui persiste pendant quelques secondes ou même pendant quelques minutes; ce globe éclate, soit dans l'atmosphère, soit au moment de son contact avec la terre, et les fragmens en sont dispersés à diverses distances. Tous les fragmens qui ont été recueillis, sont recouverts *en tout* ou *en partie* d'une couche d'apparence vitreuse, et l'analyse chimique a constaté que leur composition diffère de celle de tous les minerais connus, que le fer en fait essentiellement partie, et le nikel très souvent.

CHAPITRE IV.

De l'électricité atmosphérique.

534. *Première découverte sur l'électricité atmosphérique.* —Otto de Guericke, bourgmestre de Magdebourg, et célèbre inventeur de la machine pneumatique, fut le premier qui découvrit quelque apparence de lumière électrique. Le docteur Wall, presque à la même époque, en excitant l'électricité sur un grand cylindre d'ambre, observa une étincelle plus vive et un bruit beaucoup plus fort; et, chose digne de remarque, cette première étincelle produite par la main des hommes fut à l'instant comparée aux éclats de la foudre : cette lumière et ce craquement, dit Wall, dans son Mémoire (*Trans. philos.*), paraissent en quelque façon représenter le tonnerre et l'éclair. L'analogie était frappante, il ne fallait que de l'imagination pour la saisir : mais pour en démontrer la vérité, pour trouver dans un phénomène si petit les causes et les lois du plus grand phénomène de la nature, il fallait une série de preuves que l'on ne pouvait attendre que d'un génie supérieur. Cependant, plusieurs physiciens cherchaient ces preuves dans des rapprochemens plus ou moins ingénieux : les uns remarquaient que l'étincelle est *crochue* comme l'éclair, d'autres pensaient que le tonnerre est entre les mains de la nature ce que l'électricité est entre les nôtres : « J'avoue que cette idée me plairait beaucoup, disait l'abbé Nollet, si elle était bien soutenue; et, pour la soutenir, combien de raisons spécieuses, etc. » Enfin, tout se passait en raisonnemens qui ne pouvaient rien conclure, parce qu'en physique c'est l'expérience seule qui doit donner ses conclusions. Pendant que l'on raisonnait ainsi en Europe et dans tout l'ancien monde savant sur cette

grande question, l'on expérimentait en Amérique, chez un peuple nouveau à peine connu dans les sciences, et ces expériences s'attaquaient directement à la foudre. Franklin trouvait le moyen de la faire descendre du ciel pour l'interroger elle-même sur son origine. Après avoir fait plusieurs découvertes électriques, particulièrement sur la bouteille de Leyde et sur le pouvoir des pointes, Francklin eut la pensée hardie d'aller chercher l'électricité au sein des nuages; il avait conclu de quelques expériences décisives qu'une tige de métal pointue, élevée à une grande hauteur, au sommet d'un édifice, devait recevoir l'électricité des nuées orageuses. Il attendait avec une grande anxiété la construction d'un clocher que l'on devait à cette époque élever à Philadelphie; mais lassé d'attendre et impatient d'exécuter une expérience qui devait lever tous les doutes, il eut recours à un autre moyen plus expéditif et non moins sûr pour les résultats. Comme il ne s'agissait que de porter un corps dans la région du tonnerre, c'est-à-dire à une assez grande hauteur dans les airs, Francklin imagina que le cerf-volant, dont s'amusent les enfans, pouvait lui servir aussi-bien qu'aucun clocher que ce pût être. Il prépara donc deux bâtons en croix, un mouchoir de soie, une corde d'une longueur convenable, et profitant du premier orage, il s'en fut dans les champs tenter l'expérience. Une seule personne l'accompagnait; c'était son fils : craignant le ridicule dont on ne manque pas de couvrir les essais infructueux, comme il le dit avec ingénuité, il n'avait voulu mettre personne dans sa confidence. Le cerf-volant était lancé. Un nuage qui promettait beaucoup n'avait produit aucun effet; d'autres nuages s'avançaient, et l'on peut juger de l'inquiétude avec laquelle ils étaient attendus. Tout paraissait tranquille, on ne voyait aucune étincelle, aucun signe électrique; à la fin, cependant, quelques filamens de la corde commençaient à se soulever comme s'ils eussent été repoussés; un petit bruissement se fit entendre : encouragé par ces apparences électriques, Franklin présente

le doigt à l'extrémité de la corde et voit paraître à l'instant une vive étincelle qui fut bientôt suivie de plusieurs autres. Ainsi, pour la première fois, le génie de l'homme fut se jouer avec la foudre et surprendre le secret de son existence.

L'expérience de Franklin eut lieu en juin 1752; elle fut répétée dans tous les pays savans et partout avec le même succès. Un magistrat français, De Romas, assesseur au présidial de Nérac, profitant de la première pensée de Franklin, qui avait été publiée en France, avait imaginé aussi de substituer le cerf-volant aux barres élevées; et dès le mois de juin 1753, avant d'avoir connaissance des résultats de Franklin, il avait obtenu des signes électriques très énergiques, parce qu'il avait eu l'heureuse idée de mettre un fil de métal dans toute la longueur de la corde (*Mém. des Savans étrangers*, t. II). Plus tard, en 1757, De Romas répéta de nouveau ces expériences pendant un orage, et cette fois il obtint des étincelles d'une grandeur surprenante. « Imaginez-vous de voir, dit-il, des lames de feu de neuf ou dix pieds de longueur et d'un pouce de grosseur qui faisaient autant ou plus de bruit que des coups de pistolet. En moins d'une heure j'eus certainement trente lames de cette dimension, sans compter mille autres de sept pieds et au-dessous (*Mém. des Savans étrangers*, t. IV). »

Malgré toutes les précautions bien entendues que prenait cet habile expérimentateur, il fut une fois renversé par la violence du choc.

Ces résultats démontrent d'une manière assez éclatante que la foudre n'est en effet qu'une étincelle électrique.

Les cerfs-volans qui ont servi à prouver cette identité peuvent servir à beaucoup d'autres expériences qu'il serait bon de tenter maintenant pour l'avancement de la science : cependant, leur usage ne peut jamais être assez ordinaire pour qu'il convienne d'en donner ici la description.

535. *De l'électricité pendant les orages.* — En étudiant l'état électrique des nuages qui passent successivement au-

dessus d'un cerf-volant, on reconnaît par expérience qu'ils sont chargés, les uns d'électricité vitrée, les autres d'électricité résineuse, et il s'en trouve qui sont à l'état naturel. Bien que nous ne sachions rien sur l'arrangement de l'électricité dans l'intérieur des nuages et à leur superficie, nous pouvons cependant conclure avec certitude que les corps électrisés se repoussent quand ils ont la même électricité, et qu'ils s'attirent quand ils ont des électricités contraires. Ces attractions et ces répulsions entrent sans doute pour quelque chose dans les mouvemens extraordinaires que l'on observe dans le ciel au moment des orages : le vent n'est plus alors la seule puissance qui emporte les nuages; son influence est modifiée par les actions électriques qui s'exercent avec plus ou moins d'énergie sur ces amas considérables de vapeurs : aussi les voit-on s'approcher rapidement ou s'éloigner comme s'ils étaient poussés en sens contraire, ou tournoyer sur eux-mêmes comme si le vent qui les emporte n'était lui-même qu'un vaste tourbillon. C'est au milieu de cette agitation générale de l'atmosphère que l'on voit briller l'éclair et qu'on entend retentir les éclats du tonnerre. Essayons de rendre compte de ces deux phénomènes : de la lumière et du bruit.

On voit quelquefois l'éclair fendre la nue et sillonner une grande étendue du ciel ; lorsque, du haut des montagnes, on observe ce phénomène à ses pieds, on peut mieux juger encore de l'espace qu'il occupe, et tous les observateurs s'accordent à dire qu'ils ont vu des éclairs qui avaient certainement plus d'une lieue de longueur. On sait aussi que les mêmes nuages suspendus dans les mêmes régions du ciel peuvent donner successivement plusieurs éclairs ; ainsi pour reprendre leur état naturel ils se comportent autrement que les corps conducteurs électrisés. Enfin, tout le monde sait que la trace de l'éclair est presque toujours une courbe en zig-zag, dont les plis sont plus ou moins développés ou plus ou moins rapprochés. Ces trois phénomènes, de la forme de l'éclair, de ses apparitions répétées et de sa longueur, ne peu-

vent pas être complètement expliqués dans l'état actuel de la science.

La forme en zig-zag est commune à l'éclair et à l'étincelle: il suffirait d'une seule explication pour les deux cas ; mais, j'avoue qu'à ma connaissance il n'y a rien de satisfaisant sur ce sujet.

Les amas de vapeur qui constituent les nuages ne sont pas des corps conducteurs comme des masses métalliques ; et, sans savoir comment l'électricité se distribue et se met en équilibre sur ces conducteurs imparfaits qui ont souvent plusieurs lieues de superficie, il est évident qu'il ne suffirait pas de les mettre un instant en contact avec le sol pour les décharger complètement ; et il est impossible par conséquent qu'une seule étincelle les remette à l'état naturel. Ainsi, au sein du même nuage on verra nécessairement briller plusieurs éclairs.

La longueur de l'éclair paraît être aussi une conséquence de l'imparfaite conductibilité des nuages et de la mobilité de leurs parties constituantes. Pour se rendre compte de ce phénomène, il ne faut pas comparer l'électricité des nuages à celle d'une batterie électrique. Ici, lorsque les deux électricités dissimulées font effort pour se rejoindre , elles ne peuvent jamais franchir qu'un très petit espace : par exemple , la plus forte charge de la plus forte batterie ne part pas à trois ou quatre centimètres ; et il est facile d'en voir la raison : tant que les points qui se rapprochent pour fermer le circuit entre l'intérieur et l'extérieur de la batterie restent un peu éloignés, les électricités ne s'y présentent jamais qu'en très faible partie, parce qu'elles sont retenues dans l'intérieur des jarres par leur attraction mutuelle au travers de l'épaisseur du verre. Il faut donc comparer l'électricité des nuages aux électricités qui sont *libres* sur la surface des corps plus ou moins conducteurs. Nos meilleurs machines peuvent donner l'étincelle à un mètre au travers d'un air très sec ; mais, si l'on met quelques poussières sur une étoffe de laine ou de soie, on pourra faire partir l'étincelle à une

distance plus grande. Si nous avions à notre disposition des machines assez puissantes pour qu'un léger brouillard autour de leurs conducteurs ne diminuât pas sensiblement leur tension, il est évident que les particules conductrices suspendues dans l'air feraient le même effet que les parcelles métalliques dans l'expérience précédente. Il me semble donc que, pour expliquer la longueur de l'éclair, il faut concevoir que, sur la route que l'éclair va prendre, les parcelles de vapeur et peut-être même les parcelles d'air se trouvent déjà électrisées par les influences contraires des électricités qui tendent à se précipiter l'une vers l'autre ; et qu'à un instant donné l'équilibre est à la fin rompu sans qu'il y ait transport de fluide de l'un des nuages sur l'autre, mais seulement transport successif ou vibration successive de couche en couche sur toute l'étendue que parcourt l'éclair.

Le bruit du tonnerre, dans tous ses éclats et ses roulemens formidables, n'est pas plus difficile à expliquer que le craquement de la plus petite étincelle : c'est la vibration de l'air ébranlé avec plus ou moins d'intensité. Quand la décharge d'une batterie passe au travers d'une masse liquide, elle la refoule et la projette dans tous les sens ; quand la décharge d'une simple bouteille de Leyde passe au travers d'un gaz, tout le fluide est ébranlé, et il y a augmentation de volume, comme on le peut voir avec le thermomètre de Kinnersley. Ces données suffisent pour expliquer le bruit de l'étincelle et celui du tonnerre. On peut toutefois en tirer deux explications, dont une seule me semble bonne : on peut dire que le fluide électrique s'ouvre un passage au travers de la matière, comme ferait un projectile en vertu de son impénétrabilité, et qu'ensuite l'air rentre dans le vide formé par le passage instantané du fluide et produit un son comme dans l'expérience du crève-vessie. Suivons, par la pensée, le sillon de l'éclair ; imaginons un tube de verre qui en parcoure tous les replis, qui soit vide d'air et qui occupe exactement toute la trace du fluide ; admettons enfin qu'à un in-

stant donné ce tube soit rompu dans toute son étendue : le bruit qui en résultera sera le bruit du tonnerre. C'est cette explication qui me semble mauvaise : parce que, d'une part, le passage d'un boulet de canon dans les airs devrait produire un bruit analogue, et l'on n'entend cependant qu'une espèce de sifflement que le soldat le plus timide n'a jamais comparé au bruit du tonnerre ; d'une autre part, toutes les expériences indiquent d'une manière positive que jamais le fluide électrique n'éprouve un mouvement de translation analogue à celui des projectiles de matière pondérable. Nous avons déjà insisté sur ce point (206 et 228), qui nous semble fondamental ; et les principes que nous avons adoptés sur le passage de l'électricité au travers des corps bons ou mauvais conducteurs vont nous fournir une autre explication du bruit du tonnerre qui nous semble de tout point en harmonie avec les faits. Quand l'étincelle part entre deux corps, il y a décomposition et recomposition d'électricité entre toutes les couches où elle paraît, et par conséquent vibration plus ou moins violente dans leur matière pondérable ; c'est une espèce de déchirement ou de brusque séparation, comme on le voit dans l'expérience du perce-carte : c'est cette vibration qui fait le bruit en se propageant ensuite dans toute la masse environnante.

Concevons, d'après cela, le sillon d'un éclair d'une lieue d'étendue, ou seulement de 3400 mètres, pour mieux fixer les idées : la lumière brille au même instant dans toute cette étendue ; donc, c'est au même instant que le bruit est excité dans toutes les couches. Mais, le son se propage lentement, il ne parcourt que 340 mètres en 1″ ; par conséquent, pour un observateur qui serait placé sur la ligne de l'éclair, à 340 mètres de l'une de ses extrémités, il y aurait d'abord éclat de lumière, puis silence absolu pendant 1″ ; alors, le bruit commence à l'atteindre, et, ce qu'il entend, c'est la vibration qui a été excitée dans la couche la plus voisine de lui ; le bruit des autres couches arrive à la suite, se succède

sans interruption et doit durer 10″ dans l'hypothèse que nous avons faite, puisque l'autre extrémité de l'éclair est à 3400 mètres. Ainsi, c'est la longueur de l'éclair qui détermine la durée du bruit; et, pour un observateur qui serait sous la ligne de l'éclair, à peu près vers son milieu, le même coup de tonnerre aurait des roulemens moitié moins prolongés que pour un observateur qui serait vers l'une des extrémités de l'éclair : celui-ci n'entendrait qu'un coup, tandis que le premier pourrait croire qu'il entend deux coups à la fois, l'un à droite et l'autre à gauche, car le bruit lui viendrait des deux côtés.

Autant il s'écoule de secondes ou de battemens du pouls entre l'apparition de l'éclair et la première impression du bruit, autant de fois il y a 340 mètres de distance entre l'observateur et le point de la trace de l'éclair qui se trouve le plus voisin de lui : quand on a vu l'éclair, tout l'effet du tonnerre est produit; le reste n'est plus que du bruit.

Les mêmes principes nous expliquent encore les éclats déchirans, les roulemens prolongés, et toutes les périodes de cette redoutable harmonie, qu'un seul coup de tonnerre fait entendre. Dans le trajet de l'éclair, toutes les couches vibrantes ne reçoivent pas la même impulsion, parce qu'elles ne sont ni à la même température ni au même état de sécheresse ou d'humidité, ni par conséquent sous la même influence électrique. Ainsi, la première impression du son ne sera pas toujours la plus intense, bien qu'elle vienne du lieu le plus rapproché, et, dans une si grande étendue, il est impossible que le son ne se renfle pas à plusieurs reprises.

Ces notions suffisent pour faire comprendre ce que le bruit du tonnerre est en lui-même; mais il peut arriver souvent que les forêts, les vallées, les montagnes, ou même les nuages forment des échos pour le répéter.

536. *Des effets du tonnerre lorsqu'il tombe sur la terre.* — Le tonnerre *tombe* quand l'éclair jaillit entre un nuage et les corps placés à la surface de la terre : on dit alors que ces corps sont *foudroyés*. Dans le langage de la science ce mot

n'emporte pas nécessairement une idée de destruction, parce que la foudre ne détruit pas inévitablement tout ce qu'elle frappe. Autrefois, on discutait beaucoup sur la question de savoir si la foudre tombe du ciel, ou si elle s'élève de terre vers les nuages; c'était une sorte de dilemme auquel on croyait ne pouvoir échapper : mais, ce que nous avons dit précédemment montre d'une manière assez évidente que jamais la foudre ne tombe et que jamais elle ne s'élève; car il n'y a jamais translation du fluide électrique de l'un à l'autre des deux points extrêmes de l'éclair. Cependant, pour nous conformer à l'usage, nous dirons que le tonnerre tombe, en nous souvenant toutefois du sens qu'il faut attacher à cette expression.

Concevons un nuage orageux, qui soit, par exemple, chargé d'électricité vitrée : son élévation au-dessus du sol sera, comme à l'ordinaire, comprise entre 2000 mètres et 6000 mètres ; il aura une forme quelconque, une épaisseur et une étendue considérables. Supposons d'abord que ce nuage soit au-dessus de la mer ou d'un grand lac : par son influence, il décompose les électricités naturelles de la masse liquide, repousse le fluide vitré dans la profondeur du sol, et attire le fluide résineux à la surface des eaux. L'accumulation de ce fluide peut y être assez grande pour qu'il y ait soulèvement sensible ; et alors on voit une grande vague ou une montagne liquide qui s'élève et qui reste suspendue aussi long-temps que dure l'action électrique. Mais, ce phénomène peut se terminer de trois manières : 1° S'il n'y a aucune explosion dans le nuage orageux, il s'éloigne avec plus ou moins de rapidité; l'intensité de son action diminue à mesure que la distance augmente; le fluide résineux, moins attiré, repasse peu à peu dans le sol ; et toute la masse des eaux retombe à l'état naturel. 2° S'il y a une explosion entre le nuage orageux et quelque autre nuage voisin, ou même entre le nuage orageux et quelque autre point de la terre éloigné de la surface liquide que nous considérons en

ce moment, il est évident que le nuage, déchargé subitement par cette explosion, cessera subitement son action sur la surface des eaux qu'il avait soulevées; et le liquide, forcé de reprendre à l'instant son état naturel, retombera sur lui-même avec violence, son électricité résineuse se précipitant dans les profondeurs de l'eau et du sol pour se recombiner avec la vitrée dont elle avait été séparée. Dans ce cas, l'eau est *foudroyée* par *le choc en retour*, dont nous avons déjà parlé (195); elle est foudroyée sans que la foudre tombe, c'est-à-dire sans qu'il y ait explosion entre elle et le nuage orageux. 3° Si le nuage orageux est assez près, assez volumineux ou assez fortement électrisé pour que l'étincelle parte entre un point de sa surface et la surface des eaux qu'il avait électrisée par influence, alors l'eau est *foudroyée directement*, ou, comme on le dit ordinairement, le tonnerre tombe dans l'eau. Cette explosion produit en général plus d'effervescence et de bouillonnement dans les eaux que le choc en retour : une telle secousse n'a pas lieu entre les fluides électriques sans qu'il y ait une violente action mécanique dans les élémens pondérables : chacun de ses effets, que nous décrivons longuement, peut être produit en un instant, et même il ne faut qu'un instant pour les produire successivement.

Après avoir pris pour exemple une masse mobile, homogène, et d'une égale conductibilité électrique dans toutes ses parties, il nous sera facile de comprendre l'effet du nuage orageux sur une vaste plaine composée d'élémens hétérogènes et diversement conducteurs. Les électricités naturelles du sol seront encore décomposées par influence, le fluide vitré sera encore refoulé, et le fluide résineux attiré et accumulé vers la partie supérieure du sol. Mais, dans le cas présent, il ne faut pas nous arrêter à la superficie : il faut pénétrer par la pensée dans toutes les couches qui constituent le sol, jusqu'à une assez grande profondeur, démêler les bons et les mauvais conducteurs, et reconnaître enfin leur forme, leur

étendue et leur arrangement. Toutes ces circonstances ont une part plus ou moins marquée dans le phénomène. Il est évident, par exemple, que, s'il y avait à quelques pieds au-dessous du sol une couche métallique d'une grande étendue, l'action du nuage serait plus énergique, la quantité d'électricité accumulée beaucoup plus grande, et l'étincelle partirait plus tôt; alors, la croûte supérieure du sol serait percée par la foudre en un ou plusieurs points, comme la carte ou le carreau de verre dans nos expériences avec les batteries. Cette comparaison suffit pour nous faire comprendre que, dans les vastes plaines, la nature du sol, son état de sécheresse ou d'humidité, et la conductibilité des masses plus ou moins volumineuses que ses couches peuvent contenir, sont des élémens qui déterminent l'explosion de la foudre et les effets extraordinaires qu'elle produit. Dans ce cas, le nuage orageux peut encore n'exercer qu'une action par influence, foudroyer par le choc en retour, ou foudroyer directement.

Il ne paraît pas que le premier mode d'action puisse jamais produire aucun phénomène apparent; il n'y a jamais de secousses quand les électricités sont décomposées lentement et lentement recomposées : il paraît cependant que ces changemens d'équilibre électrique peuvent être sentis par les êtres organisés, et particulièrement par les malades affectés de quelques maladies nerveuses. Il faudrait des observations plus précises et plus multipliées sur ce sujet.

Le choc en retour est toujours moins violent que le choc direct. On n'a pas d'exemple à ma connaissance qu'il ait produit quelque combustion : mais il paraît certain que les hommes et les animaux peuvent être frappés de mort par le choc en retour; on n'observe alors ni trace de brûlure, ni plaie, ni fracture.

C'est par le choc direct que la foudre produit ses plus terribles effets. Quand elle tombe sur le sol, elle y marque son passage par un ou plusieurs trous plus ou moins profonds : la terre en est remuée, fouillée et arrachée.

Si quelques petites éminences s'élèvent sur les plaines, elles sont frappées plus tôt parce qu'elles sont plus rapprochées du nuage; par la même raison toute élévation au-dessus du sol est plus exposée aux coups de la foudre; quelques pieds de hauteur de plus suffisent pour déterminer l'explosion; c'est pourquoi les animaux sont souvent frappés au milieu des plaines : mais, toutes choses égales d'ailleurs, ceux qui sont sur un sol mauvais conducteur courent moins de dangers que ceux qui seraient sur un sol bon conducteur.

Considérons enfin l'action du nuage orageux lorsqu'il passe au-dessus de quelques objets élevés, comme des arbres ou des édifices. Si ces objets étaient non conducteurs, leur présence n'aurait aucune influence, le nuage n'exercerait son action que sur le sol : mais, comme ils sont plus ou moins conducteurs, leur électricité est décomposée, et elle l'est en raison de leur conductibilité, de leur forme et de leur élévation. Les arbres, à cause de leur nature et surtout à cause de l'humidité qu'ils contiennent, sont en général d'assez bons conducteurs; et leur cime, toujours plus ou moins rapprochée du nuage, reçoit par conséquent une grande accumulation du fluide. C'est par cette raison que les arbres *attirent* la foudre, et les plus hauts sont frappés les premiers. On doit donc pendant les orages redouter l'approche d'un arbre, et même l'approche d'un buisson, surtout au milieu des plaines; car si la foudre éclate, c'est l'arbre ou le buisson qui sera frappé. Dans les pays couverts, le danger n'est pas le même : il est toujours certain que si le tonnerre tombe, il tombera sur un arbre; mais, au moins, il ne tombera pas sur tous : cependant, pour chercher un abri au moment du danger, le plus habile observateur serait fort embarrassé du choix, et ce qu'il aurait de mieux à faire serait sans doute d'éviter les arbres et de se coucher par terre.

Les édifices sont en général composés de métal, de pierre et de bois, qui reçoivent de la part du nuage orageux des

actions très différentes à cause de leurs différentes conductibilités. Mais, quand la foudre éclate, on conçoit qu'elle frappe de préférence tous les meilleurs conducteurs; il importe peu qu'ils soient à découvert ou qu'ils se trouvent enveloppés dans l'intérieur de quelques massifs moins bons conducteurs; l'action par influence n'est empêchée par aucun obstacle; elle se fait sentir sur un clou, au milieu d'une masse de pierres, comme sur une girouette exposée au nuage : c'est ce principe qui explique une foule de phénomènes, d'abord incompréhensibles, que l'on observe dans les explosions de la foudre. Cette puissance semble agir avec une sorte de discernement, elle semble fuir ou respecter un objet qui se trouve sur son passage pour en aller frapper un autre qui est loin et caché ; tous les accidens plus ou moins merveilleux que l'on rapporte à cet égard ne présenteront sans doute aucun embarras à l'observateur qui aura bien saisi les principes de la conductibilité et de l'électricité par influence.

Après avoir indiqué les principales causes qui déterminent l'explosion de la foudre à la surface de la terre, nous essaierons d'examiner en général les *effets* qu'elle produit. Nous distinguerons ici comme dans les phénomènes des piles et des batteries, les effets mécaniques, les effets physiques, et les effets chimiques.

Les *effets mécaniques* de la foudre sont d'une incroyable intensité : quand le tonnerre tombe dans un appartement, il arrive presque toujours que des meubles ou des ustensiles sont déplacés ou renversés ; on a vu souvent des pièces de métal arrachées de leurs scellemens et transportées au loin ; les arbres sont quelquefois fendus et brisés, mais ordinairement ils sont marqués de la cime jusqu'au pied par un sillon de plusieurs centimètres de large et de plusieurs centimètres de profondeur ; alors l'écorce et les fibres arrachées sont lancées à une grande distance; au pied de l'arbre on voit souvent le trou par lequel les fluides se sont répandus dans le sol.

Enfin, ce qui paraîtra sans doute encore plus surprenant, un observateur affirme que, par un coup de tonnerre, un petit mur de briques de plusieurs toises de longueur a été arraché de ses fondations et transporté tout d'une pièce à plusieurs toises de distance. De tels effets ne peuvent être expliqués par les lois ordinaires des attractions électriques, et nous avons indiqué (214) un principe nouveau qui semble en donner la solution.

Les *effets physiques* sont plus analogues à ceux que nous pouvons produire avec nos batteries; ils se réduisent à une élévation de température plus ou moins grande. Quand le tonnerre tombe sur des toits de chaume, sur des meules de fourrage, sur des charpentes sèches, ou même dans certains cas sur des arbres verts, il carbonise les parties qu'il frappe, et trop souvent même il y met le feu et produit des incendies : je dois ajouter cependant que dans tous les arbres frappés de la foudre que j'ai eu occasion d'observer, il ne s'en est trouvé qu'un très petit nombre qui offrissent des traces de carbonisation. Les métaux, comme meilleurs conducteurs, sont toujours fortement échauffés par le passage de la foudre; souvent même ils sont fondus ou volatilisés. Ainsi, il n'est pas rare de voir, dans une maison foudroyée, tous les cordons de sonnette réduits en fumée. Ces effets sont connus de tout le monde, et l'on devrait en profiter dans la pratique : on devrait prendre garde que, dans les fermes ou dans les maisons qui ne sont pas protégées par des paratonnerres, il ne faut qu'une pièce de métal, maladroitement placée, pour que le tonnerre en tombant détermine un incendie.

Les *effets chimiques* sont incomparablement plus intenses que ceux que nous pouvons produire avec nos batteries. Les coups redoublés de la foudre sur les sommets élevés des hautes montagnes laissent des traces de fusion très sensibles. De Saussure en a observé sur la cime du Mont-Blanc, dans l'amphibole schisteux : Ramond, sur le

pic du Midi, dans le schiste micacé; près de la cime du Mont-Perdu, sur un calcaire fétide mêlé de sablon quartzeux; et au Puy-de-Dôme, dans une espèce de porphyre qui compose la *Roche sanadaire* : enfin MM. de Humboldt et Bonpland ont vu, sur la plus haute cime du volcan de Toluca, la surface du rocher vitrifiée sur une étendue de plus de deux pieds carrés; il y avait même en plusieurs endroits des trous dont l'intérieur offrait la même croûte vitreuse.

Voici un autre phénomène de fusion bien plus remarquable, qui a été observé et décrit avec beaucoup de soin par le docteur Withering (*Trans. philos.*, 1790; et *Ann. de Phys. et de Chim.*, tom. XIX, pag. 395).

Le 3 septembre 1789, le tonnerre tomba sur un chêne dans le parc du comte d'Aylesford, et tua un homme qui avait cherché un abri sous cet arbre. Le bâton que ce malheureux portait à la main, et qui lui servait d'appui, fut, suivant toute apparence, la principale voie que suivit le fluide électrique, puisque le sol dans le point auquel le bâton aboutissait était percé d'un trou de 5 pouces de profondeur et 2 1/2 de diamètre. Ce trou, examiné peu d'instans après sa formation par M. Withering, ne renfermait que quelques racines brûlées de gazon. Là auraient probablement fini les observations si lord Aylesford ne s'était déterminé à faire construire une petite pyramide, dans le lieu même de l'événement, avec une inscription destinée à détourner les passans de chercher, en temps d'orage, un abri sous les arbres. Mais, en creusant pour les fondations, on trouva que le sol, dans la direction du trou, avait été noirci jusqu'à la profondeur de 10 pouces; deux pouces plus bas, le terrain quartzeux offrait des traces évidentes de fusion. Les échantillons, adressés à la Société royale avec le Mémoire du docteur Withering, se composaient:

1° D'une pierre quartzeuse dont un des angles avait été complètement fondu;

2° D'un bloc de sable agglutiné par la chaleur, car il n'y

avait aucune matière calcaire entre les grains. Dans cette masse existait une partie creuse, où la fusion avait été si parfaite que la matière quartzeuse, après avoir coulé tout du long de la cavité, présentait dans le fond une forme globuleuse;

3° De plusieurs pièces plus petites, mais toutes également trouées.

Enfin nous devons citer encore comme un effet chimique de la foudre ces tubes singuliers qui ont été découverts dans les plaines sablonneuses de la Silésie, de la Prusse orientale, du Cumberland, et même du Brésil près de Bahia. On les appelle *tubes fulminaires*, et tout nous porte à croire qu'ils sont bien nommés.

Ces tubes ont, en général, 5 centimètres de diamètre extérieur, quelques millimètres de diamètre intérieur, et jusqu'à 8 ou 10 mètres de longueur; leur surface intérieure est un verre parfait, uni et très brillant, semblable à l'opale vitreuse; leur surface extérieure est rugueuse, pleine d'aspérités, et forme une espèce de croûte revêtue de grains de quartz agglutinés comme s'ils avaient éprouvé un commencement de fusion. On les trouve enfoncés dans le sable, tantôt verticalement, tantôt obliquement; quelquefois ils se terminent à leur extrémité inférieure par plusieurs branches semblables à des racines qui deviennent de plus en plus pointues; elles ont jusqu'à $0^m,33$ de longueur. Le docteur Fiedler, qui a fait beaucoup d'observations sur ce sujet intéressant (*Annalen der Physik.* GILBERT, t. LV et LXI), remarque qu'à une certaine profondeur au-dessous de ces plaines de sable, il y a des nappes d'eau, et il considère les tubes fulminaires comme produits par le passage de la foudre, depuis la surface du sol jusqu'au liquide où elle doit être neutralisée. Toutes les circonstances jusqu'à présent observées concourent en effet à faire adopter cette origine des tubes fulminaires.

Si nous avons examiné séparément ces *trois effets*, ce n'est

pas, comme on le pense bien, qu'ils ne soient, en général, simultanés dans la plupart des explosions : il y a toujours froissement des parties, élévation de température, et par conséquent combinaison chimique, si les élémens voisins sont disposés à s'unir ou à se séparer sous ces influences.

Par exemple, quand des corps organisés sont foudroyés, c'est toujours la chaleur et la violence mécanique qui sont les phénomènes les plus apparens. J'ai vu deux malheureux, frappés du même coup de foudre, au milieu d'un champ: l'un était mort sur le coup, l'autre eut à souffrir encore quelques heures; leurs vêtemens étaient en combustion, de profondes brûlures marquaient le passage des fluides, et le premier avait toute la partie osseuse de la tête brisée comme elle aurait pu l'être par cent coups de massue. Ces effets effrayans sont ceux qui se reproduisent avec plus ou moins d'intensité dans tous les malheurs de cette espèce qui ont été observés, et dont tous les secours de la science ne peuvent affranchir l'humanité.

Pour donner une idée plus complète des terribles effets de la foudre, nous rapporterons ici une relation des malheurs arrivés à *Châteauneuf-les-Moustiers*, le 11 juillet 1819. Cette relation fut adressée à l'Académie des Sciences par M. Trancalye, vicaire général de Digne.

« Il y a un village appelé Châteauneuf, dans l'arrondissement de Digne, département des Basses-Alpes, au sud-est, et limitrophe de la petite ville de Moustiers, connue par une manufacture de faïence, dont l'émail et la qualité justifient la préférence qu'on lui accorde sur toutes celles du royaume. Il est situé au sommet et à l'extrémité de l'une des premières montagnes des Alpes qui forment un amphithéâtre sur Moustiers. Il consiste en quatorze maisons réunies au presbytère et à l'église paroissiale, sur une éminence coupée par les angles de deux autres montagnes, l'une au levant et l'autre au couchant. L'intervalle qui sépare le village de la montagne du levant est si étroit et si

profond que l'aspect en est effrayant. Cent cinq habitations sont dispersées en hameaux, presque tous sur le penchant de la montagne du levant, et forment une population de cinq cents ames.

» Le 11 juillet 1819, jour de dimanche, M. Salomé, curé de Moustiers et commissaire épiscopal, alla à Châteauneuf pour y installer un nouveau recteur. Vers les dix heures et demie, on se rendit en procession de la maison curiale à l'église. Le temps était beau : seulement, on remarquait quelques gros nuages. La messe fut commencée par le nouveau recteur.

» Un jeune homme de dix-huit ans, qui avait accompagné M. le curé de Moustiers, chantait l'épître, lorsqu'on entendit trois détonations de tonnerre qui se succédèrent avec la rapidité de l'éclair. Le missel lui fut enlevé des mains et mis en pièces ; il se sentit lui-même serré étroitement au corps par la flamme, qui le prit de suite au cou. Alors, par un mouvement involontaire, ce jeune homme, qui avait d'abord jeté de grands cris, ferma la bouche, fut renversé, roulé sur les personnes rassemblées dans l'église, qui toutes avaient été terrassées et jetées ainsi hors la porte. Revenu à lui, sa première idée fut de rentrer dans l'église, pour se rendre auprès de M. le curé de Moustiers, qu'il trouva asphyxié et sans connaissance. Ce jeune homme fixa sur ce respectable et infortuné pasteur l'attention et les soins de ceux qui, légèrement blessés, pouvaient donner des secours. On le releva, on éteignit la flamme de son surplis, et par le moyen du vinaigre on le rappela à la vie environ deux heures après son étourdissement. Il vomit beaucoup de sang. Il assure n'avoir pas entendu le tonnerre, et n'avoir rien su de ce qui se passait. On le porta au presbytère. Le fluide électrique avait touché fortement la partie supérieure du galon d'or de son étole, coulé jusqu'au bas, enlevé un de ses souliers qu'il porta à l'extrémité de l'église, et brisé la boucle de métal. Le siège sur lequel il était assis avait été brisé.

» Le surlendemain, M. le curé fut transporté dans son presbytère, à Moustiers, pour être pansé de ses blessures, qui n'ont été cicatrisées que deux mois après. Il avait une escarre de plusieurs travers de doigt à l'épaule droite; une autre s'étendant du milieu postérieur du bras du même côté jusqu'à la partie moyenne et extérieure de l'avant-bras; une troisième escarre, profonde, partait de la partie moyenne et postérieure du bras gauche, et allait jusqu'à la partie moyenne de l'avant-bras du même côté; une quatrième plus superficielle et moins étendue au côté externe de la partie inférieure de la cuisse gauche; et une cinquième sur la lèvre supérieure jusqu'au nez. Il a été fatigué d'une insomnie absolue pendant près de deux mois; il a eu les bras paralysés, et souffre des différentes variations de l'atmosphère.

» Un jeune enfant fut enlevé des bras de sa mère et porté à six pas plus loin : on ne le rappela à la vie qu'en lui fesant respirer le grand air. Tout le monde avait les jambes paralysées. Toutes les femmes, échevelées, offraient un spectacle horrible. L'église fut remplie d'une fumée noire et épaisse; on ne pouvait distinguer les objets qu'à la faveur des flammes des parties de vêtemens allumés par la foudre.

» Huit personnes restèrent sur la place; une fille de dix-neuf ans fut transportée sans connaissance à sa maison, et expira le lendemain matin, en proie aux douleurs les plus horribles, à en juger par ses hurlemens : de sorte que le nombre des personnes mortes est de neuf; celui des blessés est de quatre-vingt-deux.

» Le prêtre célébrant ne fut point atteint de la foudre, sans doute parce qu'il avait un ornement en soie.

» Tous les chiens qui étaient dans l'église furent trouvés morts dans l'attitude qu'ils avaient auparavant.

» Quoiqu'on ne puisse pas suivre de l'œil toutes les opérations subtiles du fluide électrique, on peut quelquefois en juger par les effets.

» Une femme, qui était dans une cabane, à la montagne

de Barbin, au couchant de Châteauneuf, vit tomber successivement trois masses de feu, qui semblaient devoir réduire ce village en cendres.

» Il paraît que la foudre frappa d'abord la croix du clocher, qu'on trouva plantée dans la fente d'un rocher, à une distance de 16 mètres. Le feu électrique pénétra ensuite dans l'église par une brèche qu'il fit à la voûte, à la distance d'un demi-mètre de celle par où passe la corde d'une cloche; la chaire fut écrasée. On trouva dans l'église une excavation d'un demi-mètre de diamètre, prolongée sous les fondemens du mur jusque sur le pavé de la rue, et une autre qui rentrait sous les fondemens d'une écurie qui est en dessous, et où l'on trouva morts cinq moutons et une jument. »

538. *De l'origine de l'électricité atmosphérique et de la formation des nuages orageux.* — La question de l'origine de l'électricité atmosphérique est peut-être, de toutes les grandes questions dont s'occupe la météorologie, celle qui a donné naissance au plus grand nombre de dissertations et d'hypothèses plus ou moins singulières. D'habiles observateurs ont essayé de la résoudre par la voie de l'expérience; de Saussure et Volta s'en sont occupé avec ce zèle et cette rare sagacité qu'ils apportaient dans tous leurs travaux, et, s'ils ne sont pas parvenus à des résultats décisifs, s'ils n'ont pas mis au jour la vérité, ils ont du moins indiqué où il fallait la chercher. J'ai repris, en 1825, la question au point où ils l'avaient conduite, et j'ai découvert deux grandes sources d'électricité, qui sont les deux principales causes de l'électricité atmosphérique. On pourra voir tout le détail des expériences dans deux mémoires qui ont été publiés (*Ann. de Physiq. et de Chim.*, 1827) et dont nous avons rapporté un extrait t. 1, page 551 et suivantes.

Il résulte de ces expériences : d'une part, que la végétation est une source abondante d'électricité; et, d'une autre part, que de toutes les évaporations qui s'accomplissent sans cesse dans la nature, soit sur les continens, soit sur les mers, il

n'en est aucune qui ne soit accompagnée d'une ségrégation chimique.

Ainsi, la végétation et l'évaporation, voilà les deux grandes sources de l'électricité atmosphérique. Ces causes, plus ou moins actives en chaque lieu, en chaque contrée, suivant les périodes des saisons, sont en même temps constantes tout autour du globe dans le cours d'une année. Ces périodes locales et cette constance universelle qui se montrent dans les causes se reproduisent aussi dans les effets. Dans les divers climats, il y a diverses saisons pour les orages, mais dans toute l'étendue de l'atmosphère, il se détruit chaque année par les explosions de la foudre une certaine quantité d'électricité qui reste à peu près la même; c'est donc cette quantité constante d'électricité qui est aussi reproduite chaque année.

L'acide carbonique et les vapeurs, en se mêlant à l'air, répandent et dispersent, dans toute l'étendue de l'atmosphère, les fluides électriques, qu'ils ont pour un instant empruntés à la terre. Ainsi, toutes les régions atmosphériques sont dans un état électrique habituel, mais cet état varie d'une région à l'autre : ici, c'est l'électricité vitrée qui domine; là, c'est l'électricité résineuse; à côté, se trouve peut-être une région presque sans tension électrique ou à l'état naturel.

Les observations constatent en effet cet état électrique habituel de l'atmosphère. En 1753, pendant une sécheresse de six semaines, depuis la mi-septembre à la fin d'octobre, Lemonnier observa chaque jour de l'électricité dans l'atmosphère, et cependant la sérénité du ciel fut à peine troublée par quelques nuages durant cet intervalle. Les expériences de De Saussure, Erman, Volta, et d'un grand nombre d'habiles physiciens confirment ce résultat. On croit même, et c'est une opinion assez généralement adoptée, on croit que sous un ciel serein l'électricité de l'air est plus ordinairement positive, et qu'elle augmente d'intensité à mesure que l'on

s'élève. Les diverses séries d'expériences que j'ai eu occasion de faire ne conduisent pas à une conséquence aussi absolue : c'est un sujet de recherches très intéressant pour les météorologistes. Il se pourrait bien, au reste, que l'air serein fût électrisé positivement dans certaines saisons, et négativement dans d'autres; et peut-être aussi cet état électrique n'est-il pas le même dans tous les climats.

Les appareils nécessaires à ces recherches ne sont ni dispendieux ni embarrassans : un petit électroscope suffit pour indiquer les fortes charges. On peut l'armer d'une pointe ou même d'une baguette assez longue, au bout de laquelle on met un morceau d'amadou enflammé. Lorsque cet instrument ne donne aucun signe d'électricité, il n'en faudrait pas conclure que l'air est à l'état neutre : mais il faut alors employer un condensateur plus ou moins sensible. L'un de ses plateaux communique au sol pendant l'expérience, et l'autre communique par un fil de métal à une baguette isolée ou même à une longue perche, à l'extrémité de laquelle on allume de l'amadou ou une mèche soufrée. Dans ce cas, il faut avoir soin de ne pas prendre pour de l'électricité de l'air celle qui serait développée par la combustion. Enfin, pour prouver que l'électricité va en croissant à mesure que l'on s'élève, il ne suffit pas d'obtenir de plus fortes charges à mesure que le sommet de la perche s'élève plus haut. Il y a plusieurs autres considérations dont il faut tenir compte, mais dans le détail desquelles nous ne pouvons entrer ici.

D'après ces données, il est facile de comprendre comment se forment les nuages orageux, et comment ils prennent les uns l'électricité positive, les autres l'électricité négative. Toutes les vapeurs, en si prodigieuse quantité, qui se réunissent pour composer un nuage, y portent nécessairement leur propre électricité. Ainsi, la même quantité de fluide électrique, qui était disséminée dans une immense étendue de l'atmosphère, se trouve concentrée dans l'espace occupé par le nuage. Là, elle acquiert par conséquent une tension

beaucoup plus grande. Si cette vapeur est électrisée positivement, le nuage sera positif, et il sera négatif si la vapeur est elle-même négative.

Les nuages orageux ne se forment pour l'ordinaire que dans certaines saisons de l'année, et de préférence en certains lieux, parce que l'état électrique de l'air n'a pas la même intensité dans tous les lieux et dans toutes les saisons; et en cet état la vapeur concourt puissamment à produire ces phénomènes, car elle peut acquérir des tensions bien différentes aux diverses températures, et par conséquent former des amas ou des nuages dont la constitution est très différente, soit pour la conductibilité, soit pour les autres propriétés électriques. Mais, il faut l'avouer, si le principe de la formation des nuages orageux ne présente pas de difficultés, les applications en présentent, parce que nous n'avons pas assez de données sur la formation des nuages elle-même.

539. *Des Paratonnerres.* Les paratonnerres se composent d'une tige métallique pointue qui s'élève dans les airs, et d'un conducteur qui descend de l'extrémité inférieure de la tige jusqu'au sol.

Les conditions nécessaires pour qu'ils puissent produire leur effet sont :

1° Que la pointe de la tige soit bien aiguë;

2° Que le conducteur communique parfaitement au sol;

3° Que depuis la pointe jusqu'à l'extrémité inférieure du conducteur il n'y ait aucune solution de continuité;

4° Que toutes les parties de l'appareil aient des dimensions convenables.

Pour mieux comprendre ce qu'il y a d'essentiel dans chacune de ces conditions, supposons pour un instant qu'elles soient remplies, et examinons l'effet du paratonnerre sur un nuage orageux qui passe au-dessus de lui. Les électricités naturelles de la tige et du conducteur seront décomposées : celle de même nom sera repoussée

dans le sol, où elle pourra se répandre librement puisque le conducteur communique parfaitement au sol; celle de nom contraire sera attirée au sommet de la tige, et là elle pourra s'écouler dans l'air par l'extrémité de la pointe. Ainsi, les deux fluides opposés n'éprouvant nul obstacle à leur circulation dans toute l'étendue de la conduite et nul obstacle à leur écoulement, l'un dans le sol et l'autre dans l'air, il est évident que l'accumulation d'électricité sur le paratonnerre sera nulle, et par conséquent l'explosion impossible. Pendant que le paratonnerre est ainsi en activité, pendant qu'il est traversé par des torrens de fluide électrique, on peut en approcher, on peut même le toucher ou le serrer avec la main sans aucun danger : là où il n'y a point de tension électrique il n'y a point de commotion à craindre. Non seulement sous les conditions que nous avons admises la foudre ne peut pas tomber sur le paratonnerre, mais nous verrons dans un instant qu'elle ne peut pas tomber à une certaine distance autour de lui; il a une sphère d'activité qui est respectée par le tonnerre.

Supposons maintenant que l'une ou l'autre des trois premières conditions ne soit pas remplie, que l'extrémité de la pointe soit émoussée, que le conducteur communique mal au sol ou qu'il y ait quelque solution de continuité dans la conduite : alors, il est évident non seulement que l'accumulation de l'électricité est possible sur le paratonnerre, mais qu'elle est inévitable; c'est un conducteur qui se charge et qui peut recevoir une énorme quantité d'électricité; si on en approche, on en peut tirer des étincelles, tantôt faibles, tantôt fortes, quelquefois foudroyantes.

Il y aura danger, mais le danger sera différent selon les cas.

Si c'est la pointe seulement qui est émoussée, et que le tonnerre tombe, il frappera la tige, en pourra fondre l'extrémité, mais en général il suivra le conducteur et ne fera aucun ravage dans l'édifice.

Si c'est la conduite qui offre des solutions de continuité

ou qui communique mal avec le sol, le tonnerre pourra encore tomber et fondre une longueur plus ou moins grande de la tige, mais il est presque certain qu'il se portera aussi latéralement sur tous les corps conducteurs voisins, et qu'il pourra exercer sa destruction comme si le paratonnerre n'existait pas.

Mais, il y a plus : un paratonnerre qui présente ces défauts est extrêmement dangereux, même quand le tonnerre ne tombe pas; car, du moment que l'accumulation de l'électricité sur la conduite est devenue assez grande, le fluide tend à se porter latéralement sur tous les corps conducteurs voisins, et l'étincelle qui en résulte peut les foudroyer ou les enflammer. On en peut citer un déplorable exemple. En 1753, lorsque De Romas faisait en France les belles expériences dont nous avons parlé, Richmann, de l'Académie de Saint-Pétersbourg, et très habile professeur de physique expérimentale, fut tué subitement par une étincelle à quelque distance d'un paratonnerre qui descendait dans sa maison, et dont il avait interrompu la conduite pour étudier les effets de l'électricité des nuages. Sokolow, graveur de l'Académie, vit l'étincelle sortir du conducteur et frapper Richmann au front; elle était, dit-il, grosse comme le poing.

Après avoir indiqué les conditions sous lesquelles un paratonnerre est efficace, et les dangers qu'il y a à négliger ces conditions, il nous reste à faire voir comment on peut les remplir dans la pratique. M. Gay-Lussac, d'après la demande du ministre de l'Intérieur et sous les auspices de l'Académie des Sciences, a publié sur ce sujet une instruction qui ne laisse rien à désirer : tout ce qui est relatif aux effets des paratonnerres et aux détails de leur construction s'y trouve développé avec une clarté parfaite. Nous regrettons de ne pouvoir ici reproduire cet Ouvrage dans son ensemble, mais nous devons nous borner à en tirer les données essentielles.

La tige d'un paratonnerre a environ 9 mètres de longueur; elle se compose habituellement de trois pièces ajoutées bout à bout, savoir :

Une barre de fer de.....	8 mètres,	60;	
Une baguette de laiton de..	0 —	60;	
Une aiguille de platine de..	0 —	05.	

Leur ensemble forme un cône ou une pyramide qui s'amincit régulièrement jusqu'au sommet, et dont la base a 5 centimètres de diamètre (*fig.* 387).

L'aiguille de platine est soudée à la baguette de laiton avec de la soudure d'argent, et l'on enveloppe encore cette jonction avec un petit manchon de cuivre *m* (*fig.* 389.)

La baguette de laiton se réunit à la barre de fer au moyen d'un goujon=*g*, qui entre à vis dans toutes deux (*fig.* 387); ce goujon est ensuite fixé dans chacune par deux goupilles à angle droit.

La barre de fer est quelquefois composée de deux parties pour la facilité du transport; alors, ces deux parties s'emboîtent exactement par un tenon pyramidal de 2 décimètres de longueur; une clavette *c*, qui les traverse, les maintient fortement unies.

Pour ajuster la tige au-dessus du bâtiment, on perce le toît, et on la fixe avec des brides ou des étriers solides, soit contre un poinçon, soit contre le faîtage : on ne doit s'occuper qu'à lui donner de la solidité, et à empêcher l'eau de s'infiltrer; il n'y a aucune précaution à prendre qui soit relative aux effets de l'électricité. On en voit trois dispositions figure 392.

Au bas de la tige, à 8 centimètres du toît, on soude une embase *b b'* destinée à rejeter l'eau.

Un peu au-dessus de l'embase, dans une longueur de 5 centimètres, la tige est cylindrique et parfaitement rodée pour recevoir un collier *l l'* brisé à charnière (*fig.* 388), qui doit unir la tige au conducteur.

Le conducteur est une barre de fer carrée de 15 à 20 mil-

limètres de côté, qui se fixe au collier *l l'* au moyen du boulon *n n'*, et qui descend ensuite jusqu'au sol; les diverses pièces qui le composent sont assemblées comme on le voit dans la figure 390. Quelquefois au lieu d'une barre de fer on emploie un câble en fil de fer d'une longueur convenable, et alors il s'ajuste au collier, comme on le voit figure 391.

Pour que le poids du conducteur ne porte aucun dommage à la couverture, on le fixe sur des pattes de 3 en 3 mètres de distance, et à peu près à 15 centimètres d'élévation; arrivé à la corniche, on le courbe convenablement pour qu'il en prenne le contour sans la toucher (*fig.* 392), puis on l'applique contre le mur; on peut l'y fixer avec des crampons de distance en distance, et on l'amène jusqu'au sol. C'est alors qu'il faut redoubler de soins et de précautions, car, c'est de la perfection de la conductibilité que l'on va établir entre le conducteur et le sol que dépend toute l'efficacité du paratonnerre.

Si l'on a à sa disposition un puits qui ne tarisse pas, ou, si avec une tarrière on peut faire un trou jusqu'à la profondeur où l'eau est permanente, il suffira d'y faire arriver le conducteur, en le divisant en plusieurs branches ou racines. Pour multiplier le contact on mènera le conducteur au puits ou au trou par des tranchées creusées dans la terre, que l'on remplira ensuite avec de la braise de boulanger. On aura de cette manière le double avantage de préserver le fer de la rouille et de le mettre déjà en contact avec cette braise qui est un très bon conducteur.

Lorsque l'on n'aura pas d'eau, il faudra chercher au moins un lieu humide et y mener le conducteur par une longue tranchée, dans laquelle il sera bien enveloppé de braise. On pourra même alors, pour plus de sécurité, former des tranchées perpendiculaires à la première et plus ou moins longues, dans lesquelles on fera passer des ramifications du conducteur.

S'il est facile de comprendre que la foudre ne peut pas

tomber sur un paratonnerre construit d'après ces principes, il n'est pas moins facile de comprendre qu'elle ne peut pas non plus tomber autour de lui jusqu'à une certaine distance. Le fluide qui sort en abondance par la pointe du paratonnerre se répand dans l'air environnnant, et, emporté par la force d'attraction que le nuage orageux exerce sur lui, il arrive au nuage lui-même et neutralise *en partie* l'électricité contraire dont il est chargé. Ainsi, dès qu'un nuage orageux se trouve assez près du paratonnerre pour agir par influence sur lui et sur les corps conducteurs qui en sont voisins, sa puissance est à l'instant diminuée par l'arrivée du fluide contraire, qui sort en plus ou moins grande abondance de l'extrémité de la tige. Ensuite, à mesure qu'il approche, sa puissance décomposante devient plus énergique, mais en même temps il reçoit de la tige une plus grande quantité d'électricité contraire.

Le paratonnerre est donc une arme qui devient plus efficace à mesure que le danger devient plus pressant. Son efficacité n'est pas cependant sans conditions : par exemple, si le paratonnerre était dominé par des corps voisins plus élevés que lui, le nuage orageux exercerait sur ces corps une action plus grande que sur le paratonnerre, et l'explosion pourrait s'ensuivre ; si la tige du paratonnerre était environnée de corps très bons conducteurs, de charpentes en fer, ou de couvertures métalliques d'une grande étendue, ces corps conducteurs, quoique placés plus bas que la tige, éprouveraient néanmoins une grande décomposition dans leurs électricités naturelles, et par cela même ils pourraient être frappés de la foudre.

Le seul remède qui se présente pour les protéger consiste à les mettre en bonne communication avec la conduite du paratonnerre, car, au moyen de cette communication, les deux fluides contraires pourront s'écouler à mesure qu'ils seront décomposés : celui qui est repoussé s'écoulera dans le sol par la conduite elle-même, celui qui est attiré gagnera

le sommet de la tige, et pourra s'écouler librement vers le nuage par l'extrémité de la pointe.

Cette théorie si simple condamne comme dangereuse l'invention de quelques praticiens, qui se sont imaginé que, sur les édifices à charpente métallique, il fallait soigneusement isoler de cette charpente et la tige et toute la conduite du paratonnerre. Heureusement, les moyens qu'ils emploient pour obtenir cet isolement sont trop imparfaits pour remplir leur but; et, s'ils n'arrivent pas à faire une chose dangereuse, ils font au moins une chose inutile. La théorie veut que l'on fasse précisément le contraire, c'est-à-dire que l'on mette en communication avec le paratonnerre tous les bons conducteurs d'une grande étendue qu'il doit protéger. Avec ces précautions, l'expérience a démontré qu'une tige de 9 à 10 mètres protège tout ce qui est autour d'elle dans un cercle de 20 mètres de rayon; ainsi, le cercle protégé a un rayon à peu près double de la tige.

CHAPITRE V.

Du Magnétisme terrestre.

540. Les phénomènes du magnétisme terrestre, considérés dans leur ensemble, sont rentrés dans la météorologie lorsqu'il est arrivé, par les découvertes modernes, que la météorologie est devenue elle-même la physique du globe, c'est-à-dire la science qui a pour objet de déterminer les lois des forces naturelles qui exercent leur action d'une manière générale sur les divers points du globe de la terre. Parmi ces forces, celle du magnétisme se distingue de toutes les autres par des caractères remarquables : la pesanteur, l'électricité et la chaleur, semblent agir de concert pour produire les plus grands bouleversements qui puissent ébranler notre planète : la lumière, au contraire, tout en développant les phénomènes les plus admirables et les plus variés, n'exerce jamais la moindre agitation dans la matière, et le magnétisme destiné en quelque sorte à un rôle intermédiaire ne semble pouvoir se manifester à nous que par les mouvements toujours lents, réglés et périodiques, qu'il imprime aux aiguilles de nos boussoles.

Renfermés dans un cercle assez restreint, les phénomènes magnétiques se présentent cependant sous des apparences si prodigieusement variées, avec des caractères si difficiles à saisir, à définir et à généraliser, qu'à eux seuls ils suffiraient encore pour exercer sans doute, pendant bien des siècles, l'infatigable zèle des physiciens.

Nous ne pouvons pas entreprendre d'exposeri ci tout ce qui est connu sur le magnétisme terrestre, de discuter tous les faits, toutes les hypothèses, tous les procédés d'observation ;

mais, nous essayerons du moins de résumer en peu de mots les résultats généraux les mieux établis, et d'indiquer les questions qui, dans l'état actuel de la science, semblent attendre les solutions les plus prochaines.

Ce chapitre se divise en six paragraphes : 1° *déclinaison ;* 2° *variations diurnes*; 3° *inclinaison, équateur magnétique et pôles magnétiques*; 4° *intensité ;* 5° *considérations théoriques et formules générales ;* 6° *aurores boréales.*

Nous n'avons à revenir, ni sur les premières notions de ces phénomènes, ni sur la description des appareils qui servent à les observer : nous avons donné à ce sujet des détails suffisans dans le premier volume (liv. III, chap. II, p. 324).

§ I. *Déclinaison.*

541. Dans tous les lieux de la terre la déclinaison subit des variations que l'on pourrait appeler séculaires, parce qu'elles s'accomplissent progressivement dans le même sens pendant un très grand nombre d'années. Le tableau des déclinaisons de Paris (t. I p. 333) nous montre en effet que depuis 1580 jusqu'en 1824, c'est-à-dire pendant environ deux siècles et demi, la déclinaison a marché vers l'ouest de trente et quelques degrés; non pas il est vrai, avec une vitesse uniforme et régulière, mais d'un mouvement brusque, saccadé, incertain et quelquefois même rétrograde. Depuis 1824, c'est-à-dire pendant seize ans, la déclinaison n'éprouve que de faibles variations, tout semble indiquer qu'elle a atteint, non pas une valeur désormais stable ou peu changeante, mais une sorte de limite maximum, d'où elle partira sans doute pour exécuter vers l'orient des mouvements analogues à ceux qu'elle avait exécutés vers l'occident. Ce qui s'est manifesté à Paris pendant près de trois siècles, s'est aussi manifesté avec plus ou moins de force ou d'amplitude dans tous les lieux où il a été permis aux physiciens et aux navigateurs de constater la direction de l'aiguille depuis des époques

assez reculées jusqu'à nos temps modernes. Mais les séries séculaires d'observations locales sont trop peu étendues et trop peu nombreuses pour qu'il soit permis dès à présent d'examiner si le mouvement progressif de la déclinaison s'est opéré tout autour du globe de la terre, suivant des lois soumises à quelque régularité. Elles servent seulement à constater le fait en lui-même, comme fait général, qui s'est accompli dans la grande universalité des points de la terre, mais dans des périodes de temps différentes, et avec des conditions de vitesse et d'amplitude pareillement différentes.

On peut donc maintenant se représenter tout autour du globe, depuis le pôle boréal jusqu'au pôle austral, sur les mers et sur les continens, les directions actuelles de toutes les aiguilles de déclinaison, et regarder comme un fait acquis à la science, que, dans un siècle, toutes ces directions seront changées, les unes vers l'orient les autres vers l'occident, et, le problème qui se présente alors aux physiciens, c'est d'observer ces changemens individuels sur un très grand nombre de points, convenablement répartis dans toutes les régions, sous tous les climats ; de constater à des époques assez rapprochées leur amplitude, le sens dans lequel ils s'accomplissent et leurs périodes directes ou rétrogrades, en signalant en même temps les causes perturbatrices ou locales qui peuvent exercer quelque influence. Ces données qui exigent, tant de zèle, tant d'exactitude et un travail si persévérant, sont des élémens nécessaires qui doivent s'ajouter à d'autres non moins indispensables, dont nous parlerons plus loin ; ce n'est qu'après avoir recueilli toutes ces observations qu'il sera possible d'établir sur leurs véritables bases les lois générales du magnétisme terrestre. Pour faciliter ces recherches et surtout les comparaisons que l'on est sans cesse obligé de faire entre les déclinaisons des différens lieux, nous avons réuni dans le tableau suivant, pour l'hémisphère occidental à partir du méridien de Paris et pour l'hémisphère oriental, toutes les déclinaisons de 5 en 5 degrés de latitude et de longitude. Ce

tableau correspond à l'année 1825, il a été composé presque exclusivement au moyen des belles cartes que M. le capitaine Duperrey a publiées en 1836. Tous les physiciens savent maintenant avec quelle sagacité ce savant et habile marin a discuté toutes les observations qui avaient été faites à cette époque. Les opérations graphiques auxquelles il a fallu recourir pour relever les courbes de M. Duperrey et les intercalations qui sont devenues nécessaires pour ramener les déclinaisons à des degrés justes de latitude et de longitude ne permettent pas de regarder notre tableau comme parfaitement exact, surtout pour les latitudes élevées. Cependant, malgré les incertitudes qu'il peut offrir sur plusieurs points, il m'a semblé qu'il pourrait être d'un grand secours pour l'étude du magnétisme. On y remarque des irrégularités qui pourront paraître choquantes : on verra, par exemple, sur un même méridien ou sur un même parallèle, des déclinaisons qui ne paraissent aucunement soumises à la loi de continuité; mais elles ne doivent pas cependant être prises pour des erreurs ; la plupart ont été vérifiées, sur la carte elle-même et sur les documens originaux, quand il a été possible. La région qui présente les singularités les plus frappantes est celle qui se trouve comprise entre le 40e et le 70e degré de latitude boréale et entre le 110e et le 140e degré de longitude orientale. Ce grand espace qui occupe les deux versants des monts Doourie et Stanovoy, qui comprend au sud le bassin du fleuve Amour et au nord le bassin du fleuve Léna, forme en quelque sorte une île isolée où les déclinaisons se portent vers l'occident, tandis que tout autour elles paraissent se porter vers l'orient. Cette région, il est vrai, est encore peu explorée ; mais elle doit fixer particulièrement l'attention des voyageurs et des physiciens, il faut savoir à quoi s'en tenir sur un fait aussi singulier.

Quelques physiciens semblent attacher une grande importance à tracer sur le globe les *lignes sans déclinaison* pour une époque donnée, et à suivre les mouvemens et les in-

flexions qu'elles prennent à diverses époques ; mais il est difficile que ces lignes, considérées isolément, puissent conduire à quelque résultat général : leur déplacement est sans aucun doute lié d'une manière intime à tous les autres changemens de déclinaison qui s'accomplissent autour du globe, et c'est par l'ensemble seul de tous ces changements qu'il sera permis un jour de reconnaître si les variations de déclinaison sont réellement périodiques, si la durée de la période varie d'un lieu à l'autre, et s'il est possible de rapporter à une cause unique et générale les amplitudes des changemens de déclinaison des différens lieux pour un intervalle de temps donné, ou s'il faut les attribuer à des forces différentes, exerçant des actions locales plus ou moins étendues et plus ou moins profondes. Si, par exemple, les déclinaisons étaient troublées sur un hémisphère sans l'être en même temps sur l'autre, il faudrait bien en conclure que la force directrice, au lieu d'être unique et d'avoir son centre d'action près du centre de la terre, se trouve au contraire être une force multiple dont les centres d'actions sont pour chaque lieu assez voisins de la surface pour n'affecter sensiblement que les aiguilles qui sont les plus rapprochées d'elle. Cette question est fondamentale, et jusqu'à présent elle ne me semble point résolue par l'ensemble des faits connus ; il est peut-être même permis de dire que, contrairement aux opinions reçues, beaucoup de faits semblent indiquer que pour chaque région le centre d'action du magnétisme terrestre est à une distance assez considérable du centre de la terre.

Nous avons annoncé (t. 1, p. 344) que, d'après les observations de Daniel Bernouilli et celles de La Torre, les tremblemens de terre et les éruptions volcaniques, pouvaient quelquefois produire dans la déclinaison des *perturbations* considérables et permanentes. M. Capocci a annoncé dernièrement à l'Académie que l'éruption du Vésuve du 1er janvier 1839 avait, à Naples, brusquement diminué la déclinaison de plus d'un demi-degré.

§ II. *Variations diurnes.*

542. Nous avons indiqué (t. I, p. 339) le caractère général des variations diurnes, du moins pour l'hémisphère boréal; nous devons ajouter ici que l'influence des saisons sur l'heure précise et sur l'étendue de ces variations n'est pas également bien constatée pour tous les points de cet hémisphère. Il faut encore de longues séries d'observations pour démêler en chaque lieu toutes les forces qui concourent à ce phénomène. Cependant, une question importante paraît être résolue par les travaux de divers expérimentateurs, et surtout par ceux des officiers de *la Vénus*; c'est la question de savoir si les variations diurnes sont les mêmes sur les côtes orientales et sur les côtes occidentales d'un même continent. On comprend qu'il y a là une donnée essentielle pour l'explication du phénomène; car il y a une telle liaison entre le mouvement du soleil et les mouvemens diurnes de l'aiguille, qu'il eût été assez naturel de rapporter ces derniers à quelques changemens de température dans les couches superficielles du sol; et, comme les eaux et les continens se trouvent à cet égard dans des conditions tout-à-fait différentes, les aiguilles placées sur les côtes orientales et occidentales ne pourraient guère sans doute présenter les mêmes variations. Or, les officiers de *la Vénus* ont observé à *Pétropauloskoi*, sur la côte *occidentale du Kamtschatka*, quant aux heures et aux amplitudes, les mêmes mouvemens diurnes qu'on aurait observés sur la côte *orientale*. L'inégale distribution de la chaleur à droite et à gauche du méridien magnétique ne paraît donc pas exercer une influence sensible sur les variations diurnes de l'aiguille aimantée.

Les mêmes officiers ont aussi constaté dans l'hémisphère austral, au Callao, sur les côtes du Pérou, un fait important, déjà signalé par M. Gay et mis par lui tout-à-fait hors de doute sur plusieurs points de la côte du Chili, et

particulièrement à Valdivia, par une année entière d'observations. Dans ces parages, l'aiguille a pendant le jour trois temps d'arrêt ou une double oscillation : le matin elle marche à l'est, dans le milieu de la journée elle rétrograde vers l'ouest, puis dans la soirée, en partant de trois ou quatre heures de l'après-midi, elle reprend son mouvement vers l'est (*Comptes-Rendus*, t. II, p. 330, et t. II, p. 329). Aucun phénomène pareil n'a été observé, jusqu'à présent, dans l'hémisphère boréal.

Avant que ce fait fût bien établi, on avait pensé que les variations diurnes australes étaient analogues aux variations boréales pour les heures et les amplitudes, mais contraires pour le sens du mouvement; et l'on était ainsi conduit à cette conséquence qu'il devait exister quelque part dans la zone équatoriale, soit près de l'équateur terrestre, soit près de l'équateur magnétique, une ligne sans variations diurnes, car il est impossible de passer d'un mouvement à un mouvement contraire sans un point de repos. Maintenant, sans perdre de vue cette conséquence, il faut chercher cette ligne de repos, si elle existe, ses déplacemens annuels ou séculaires si elle en offre; mais en même temps il faut examiner l'étendue et les limites géographiques de ce mouvement diurne à double oscillation, en constater toutes les circonstances par rapport aux saisons et aux conditions géologiques et hydrographiques, et chercher enfin s'il ne serait pas lui-même un mode particulier du passage de l'hémisphère boréal à l'hémisphère austral, sur une certaine zone dont il faudrait déterminer la position par rapport à l'équateur terrestre ou à l'équateur magnétique.

On voit que les variations diurnes ne présentent pas à nos recherches un sujet moins vaste que les déclinaisons elles-mêmes, et que ce sujet se complique de circonstances nouvelles très extraordinaires.

Quant à la cause qui produit ces mouvemens, on ne sait pas, jusqu'à présent, si elle est une force secondaire ou per-

turbatrice mise en jeu accidentellement sous l'influence de la chaleur, de la lumière ou du rayonnement solaire, ou si elle est la force magnétique elle-même, éprouvant intégralement dans sa direction et son intensité des modifications journalières qui changent périodiquement ses effets sur l'hémisphère éclairé de la terre; car, les aiguilles peuvent bien éprouver des perturbations pendant la nuit, mais, en général, elles n'éprouvent pas des variations aussi sensibles, aussi régulières que pendant le jour. Nous devons remarquer, toutefois, que cette distinction ne s'applique pas également à toutes les théories du magnétisme terrestre, puisque dans la théorie des courants, soit profonds, soit superficiels, la cause perturbatrice se confondrait aisément avec la cause générale.

Les variations diurnes sont particulièrement affectées par les aurores boréales, comme nous le verrons § VI; mais il ne paraît pas que les tremblements de terre, qui agissent quelquefois sur la déclinaison elle-même, puissent déranger la régularité du mouvement diurne, autrement que par une simple action mécanique. Ce fait a été encore confirmé récemment dans le voyage de *la Vénus*, puisque la marche diurne de l'aiguille n'a pas été altérée à *Acapulco*, sur la côte occidentale du Mexique, par les tremblemens de terre fréquents qui se faisaient sentir à une assez petite distance sur toute la côte orientale.

§ III. *Inclinaison.*

543. L'inclinaison semble avoir, pour chaque point de la terre, un mouvement progressif comme la déclinaison; mais, d'après le tableau que nous avons donné pour Paris (t. I. p. 338), on voit que rien encore ne semble indiquer que ce mouvement approche du terme où il doive se ralentir sensiblement, soit pour rester stationnaire, soit pour devenir rétrograde. Il n'y a guère qu'un demi-siècle que l'on sait observer l'inclinaison avec une exactitude suffisante, et dans

cet intervalle elle a été irrégulièrement, mais à peu près continuellement, décroissante à Paris, sans qu'on observe à cet égard une différence sensible entre les dernières années et les années antérieures.

Ce que nous avons dit de la déclinaison s'applique à l'inclinaison. Ce n'est pas en considérant ce qui arrive à Paris ni même en Europe que l'on peut arriver à quelque déduction importante pour la science. Les phénomènes du magnétisme, comme ceux de la distribution de la chaleur, du mouvement de l'atmosphère et de l'équilibre des eaux appartiennent essentiellement au globe entier de la terre. Sur ces sujets, les observations locales faites avec la plus scrupuleuse assiduité pendant de longues suites d'années, ne peuvent être considérées, en dernier résultat, que comme des points lumineux imperceptibles, qui doivent être accumulés et pressés en nombre infini pour donner une lumière sensible. Il faut donc multiplier de toutes parts des séries d'observations séculaires avant de hasarder sur les lois de ces phénomènes des conclusions qui seraient prématurées ; mais comme il n'y a guère d'espoir que tous les pays, même en ne comptant que les plus civilisés, puissent concourir avec le même zèle ou le même succès à des recherches de cette nature, il est bon de suppléer, par des méthodes expéditives, aux données qui manqueront infailliblement sur un grand nombre de points. C'est par ces considérations que la science attache une importance particulière à connaître la marche des phénomènes dans telles ou telles régions, qui sont en quelque sorte ses lieux de prédilection. Pour le magnétisme, et surtout pour ce qui regarde l'inclinaison et l'intensité, les régions importantes sont celles de l'*équateur magnétique* et des *pôles magnétiques*. On conçoit en effet que, si l'équateur magnétique était parfaitement connu dans toutes ses sinuosités, qu'il le fût aussi dans tous les déplacemens et les déformations qu'il éprouve d'une époque à une autre; que la situation des deux pôles magnétiques et la loi de leurs mou-

vements fût de même une donnée acquise à la science, il suffirait sans doute de connaître les variations de l'inclinaison, de la déclinaison et de l'intensité sur un nombre de points bien plus restreints pour découvrir enfin la loi suivant laquelle s'accomplissent tous les changements magnétiques que nous observons.

La direction de l'équateur magnétique a été déterminée dans plus de la moitié de son cours par un assez grand nombre d'expériences. Cette portion la plus étudiée comprend l'océan Atlantique, les côtes orientale et occidentale de l'Amérique et le grand océan équinoxial jusqu'au 150e degré de longitude; puis, le grand archipel d'Asie depuis Bornéo jusqu'au 175e degré de longitude orientale; mais l'intérieur de l'Amérique, toute l'Afrique et l'océan indien ne présentent encore qu'un petit nombre d'observations isolées. On voit sur la figure 405 la trace de la moitié la mieux connue de l'équateur magnétique, sauf la partie de l'océan atlantique qui n'a pu être indiquée par ce genre de représentation. Cette carte est due aussi à M. Duperrey; elle est particulièrement destinée à faire voir la position géographique des pôles, et le tracé des courbes qu'on obtiendrait en promenant à partir de l'équateur terrestre des boussoles de déclinaison vers chaque pôle, sous la condition qu'en chaque lieu le méridien magnétique fût le point osculateur de la courbe décrite, ou que la direction de l'aiguille de déclinaison fût la tangente de cette courbe. Les lignes irrégulières qui ont été ainsi obtenues par M. Duperrey, de dix en dix degrés de longitude, ont l'avantage de donner à la première vue une idée générale de la déclinaison ou de la trace des méridiens magnétiques d'un pôle à l'autre. Les autres lignes, qui vont de l'est à l'ouest et qui sont perpendiculaires aux premières, sont celles qu'on obtiendrait avec la boussole d'inclinaison, en la promenant, sous la double condition qu'en chaque lieu l'aiguille d'inclinaison fût verticale, et que le plan de rotation dans lequel elle peut alors se

mouvoir fût le plan osculateur de la courbe décrite à la surface de la terre. Ces courbes sont en quelque sorte des parallèles magnétiques; mais, cependant, la discussion des expériences a fait voir qu'elles ne sont ni des courbes d'égale inclinaison, ni des courbes d'égale intensité.

Pour déterminer expérimentalement les positions géographiques des différents points de l'équateur magnétique, on se sert de la formule suivante, sur laquelle nous reviendrons § V :

$$\text{tang. } m = \frac{\text{tang. } i}{2}.$$

i est une inclinaison assez voisine de l'équateur magnétique pour ne pas dépasser 25 ou 30°.

m est la *latitude magnétique*, c'est-à-dire l'arc compris entre l'équateur magnétique et la station où l'on observe l'inclinaison i, cet arc étant compté sur le *méridien magnétique* de la station.

Pour fixer sur le globe ou sur la carte un point de l'équateur magnétique, tout se réduit donc à observer au sud ou au nord de l'équateur une inclinaison inférieure à 30°, à déterminer soigneusement la longitude et la latitude terrestres du lieu de l'observation, ainsi que sa déclinaison, à tracer sur la carte le méridien magnétique correspondant, et à prendre sur sa direction un arc égal à la valeur de m donnée par la formule précédente; l'extrémité de cet arc est l'un des points de l'équateur magnétique, dont il est facile alors de déterminer les coordonnées géographiques.

Au reste, pour suppléer à ce que la figure 405 ne peut pas représenter, je donne dans le tableau suivant, d'après M. Duperrey, de 10 en 10 degrés de longitude, les diverses latitudes australes ou boréales auxquelles l'équateur magnétique coupe les méridiens terrestres correspondans pour l'année 1824.

HÉMISPHÈRE BORÉAL.		HÉMISPHÈRE AUSTRAL.	
Longitude E.	Latitude N.	Longitude O.	Latitude S.
3° 20′	0° 00′	0° 00′	2° 30′
10 »	3 15	10 »	8 20
20 »	6 45	20 »	10 30
30 »	9 15	30 »	14 40
40 »	10 55	40 »	15 00
50 »	11 50	50 »	15 25
60 »	15 40	60 »	14 40
70 »	10 55	70 »	11 30
80 »	9 30	80 »	8 50
90 »	8 10	90 »	5 35
100 »	7 30	100 »	3 20
110 »	6 30	110 »	2 40
120 »	6 20	120 »	2 35
130 »	6 55	130 »	2 20
140 »	6 45	140 »	2 00
150 »	6 15	150 »	2 00
160 »	3 55	160 »	2 5
170 »	1 10	170 »	0 00
180 »	0 00	180 »	0 00

Les *pôles magnétiques* ne présentent de difficulté dans leur détermination que parce qu'ils se trouvent en quelque sorte rejetés aux extrémités du monde dans des régions inaccessibles ou du moins environnées des plus infranchissables périls. Cependant le capitaine Ross a le premier triomphé de tant d'obstacles, et dans son mémorable voyage de 1830, il est parvenu à poser sa boussole sur le pôle boréal et à marquer exactement la place qu'il occupait alors sur la surface de la terre. C'est le point qui est marqué sur la figure 405, sa longitude était à cette époque de 99°-7′-9″ à l'ouest du méridien de Paris et sa latitude de 70°-5′-17″. Les observations que le capitaine Ross a faites à des longitudes très différentes et presque tout autour du pôle ne peuvent laisser aucun doute sur l'exactitude de cette détermination ; il a constaté à la fois les deux caractères qui servent à reconnaître

le pôle, la verticalité de l'aiguille d'inclinaison dans tous les azimuths et l'affolement de l'aiguille de déclinaison, qui n'a plus alors aucune force directrice.

Le *pôle austral*, représenté sur la figure 405, a été déterminé, par M. Duperrey, en combinant les observations circumpolaires et en traçant ses courbes méridiennes, comme nous l'avons dit tout à l'heure. On comprend qu'un résultat ainsi obtenu, ne peut pas être à l'abri de toute incertitude; d'après l'opinion de M. Duperrey lui-même, il peut bien être en erreur de quelques degrés, parce que les expériences récentes dans ces parages sont tellement rares qu'il a fallu recourir à des observations anciennes qui peut-être étaient moins exactes, et qui d'ailleurs ne pouvaient recevoir les corrections convenables pour être ramenées à l'année 1824.

Il faut espérer que le voyage de M. le capitaine Durville vers le pole austral nous fournira les nombreuses et importantes données que la science attend sur cette question fondamentale. On a fait récemment un grand nombre d'observations pour reconnaître si l'inclinaison change avec la hauteur au-dessus du niveau de la mer, et il paraît en résulter qu'elle éprouve une très légère diminution : M. de Humboldt l'a trouvée de 2′ pour 260 mètres en opérant à la surface du sol et dans les profondeurs d'une mine, et M. Kupfer a trouvé le même résultat dans son voyage au mont Elbrouss. Ce fait n'est pas sans importance, car, s'il est général, comme on peut le supposer, il conduira sans doute à reconnaître le genre d'influence que peuvent exercer les grandes chaînes et les grands massifs qui forment le relief de la terre.

§ IV. *Intensités.*

544. Nous avons indiqué (t. 1, p. 346 et 606) les moyens qui peuvent être employés pour obtenir l'intensité magnétique de la terre, soit qu'on veuille avoir l'intensité horizon-

tale seulement, soit qu'on veuille avoir l'intensité totale, c'est-à-dire celle qui s'exerce suivant l'aiguille d'inclinaison abandonnée à elle-même dans le plan du méridien magnétique. Nous devons ajouter que les résultats ainsi obtenus doivent subir une correction dépendante de la température; car il est bien établi maintenant que, dans le même lieu et au même instant, la même aiguille fait plus ou moins d'oscillations dans le même temps, suivant qu'elle est à une température plus basse ou plus élevée. Cependant, si cet effet de la chaleur est général, ou presque sans exception, il n'en est pas de même de son intensité, qui, dans les mêmes limites, paraît extrêmement variable, suivant la forme et les dimensions des aiguilles, et peut-être aussi suivant d'autres circonstances qui n'ont pas été suffisamment analysées. Pour ce genre de corrections, la plupart des physiciens adoptent la formule suivante :

$$s = s' \{ 1 - a(t' - t) \},$$

s' est le nombre des secondes que l'on a comptées pour 100 ou 200 oscillations à la température t'; s est le nombre des secondes que l'on aurait comptées à la température t pour le même nombre d'oscillations; a est le coefficient de l'aiguille, il se détermine d'avance en portant artificiellement l'aiguille à diverses températures connues et comprises entre les limites convenables et en observant les valeurs correspondantes de s et de s'.

Les voyages autour du monde et ceux qui ont été faits par un très grand nombre d'observateurs, dans presque toutes les contrées de l'Europe et dans quelques points des continens de l'Asie et de l'Amérique, ont déjà fourni sur l'intensité magnétique de la terre une multitude de résultats intéressans. On a essayé de les discuter et de marquer sur le globe la trace des *lignes isodynamiques* ou d'égale intensité : mais un examen approfondi de cette discussion exigerait beaucoup plus d'espace que je ne puis lui en consacrer ici; je dois me borner à dire que, d'après nos connaissances actuelles, rien ne

parait plus irrégulier, plus bizarre même, que la marche générale des lignes isodynamiques; on ne peut saisir aucun principe, aucun lien, aucun rapport entre les inflexions brusques et multipliées qu'elles présentent; il n'y a à leur égard aucune règle générale qui ne trouve immédiatement son exception. Ainsi, on avait cru d'abord que sur l'équateur magnétique l'intensité était constante, de nouvelles recherches montrent le contraire et semblent indiquer des différences considérables; on avait regardé comme très certain que l'intensité augmente avec l'inclinaison ou avec la latitude magnétique, plusieurs exemples montrent le contraire et les observateurs de *la Bonite* ont fait voir qu'à Payta, où l'inclinaison n'est que de 4°-23′, l'intensité est plus grande qu'à Cobija, où l'inclinaison est de 24°-13′, bien que ces deux points ne soient pas très éloignés, le premier au nord et le second au sud de l'équateur magnétique, et qu'ils présentent l'un et l'autre des déclinaisons peu différentes. Dans un tel état de choses, on ne peut que multiplier les observations, et y apporter de nouveaux soins pour assurer leur parfaite exactitude.

Les diverses théories du magnétisme terrestre semblent s'accorder pour établir que l'intensité magnétique des pôles doit être double de celle de l'équateur; mais cette déduction elle-même, avant d'être admise comme une conséquence rigoureuse, exigerait aussi des vérifications expérimentales plus complètes. La liaison qu'elles établissent entre les intensités correspondant aux diverses latitudes magnétiques est exprimée par la formule suivante, sur laquelle nous reviendrons § V :

$$r = \sqrt{1 + 3 \sin.^2 m},$$

1 étant l'intensité sur l'équateur magnétique, et r l'intensité correspondant à la latitude magnétique m.

Cette formule donne en effet $r = 2$ pour $m = 90°$, qui est à peu près la valeur qu'il faut lui donner pour l'un et

l'autre pôle : nous disons *à peu près*, parce que l'équateur étant une courbe irrégulière, les deux pôles ne peuvent pas en être de tous côtés distants de 90°.

On a fait aussi beaucoup de recherches sur les questions de savoir si l'intensité diminue à mesure qu'on s'élève sur la même verticale, et l'on a du moins établi ce fait que, s'il y a une diminution, elle est extrêmement faible. En Amérique, l'intensité a été trouvée la même à la chapelle de Guadalupe et à Santa-Fé de Bogota ; aux Pyrénées, M. Forbes annonce une diminution de 1 millième pour 1000 mètres ; dans le Caucase, sur le Kharbis, M. Kupfer annonce une diminution de 1 millième pour 300 mètres. Ces discordances laissent planer encore quelque doute sur le fait lui-même, mais elles n'ont rien cependant qui doive surprendre si l'on réfléchit qu'il y a à tenir compte ici non seulement des corrections de température mais encore de la variation diurne de l'intensité elle-même, dont les lois sont inconnues, de la variation diurne de l'inclinaison qui est incertaine, et de la variation non moins incertaine qu'éprouve l'inclinaison à mesure que l'on s'élève.

§ V. *Discussion de quelques formules.*

545. Nous pouvons maintenant examiner s'il est possible de représenter les phénomènes magnétiques de la terre en supposant qu'ils résultent de l'action unique de deux pôles égaux et contraires situés d'une manière quelconque dans le sein de la terre.

Prenant sur l'axe des x à droite et à gauche de l'origine, et à la distance 1, deux points p et p', l'un représentant un pôle austral et l'autre un pôle boréal ; les actions de ces points sur une molécule a de fluide austral ayant pour coordonnées x et y seront $\frac{1}{r^2}$ et $\frac{1}{r'^2}$, en prenant pour unité l'intensité de la distance 1 et en représentant par r et r' les distances de cette

molécule aux points p et p'. Ces forces décomposées parallèlement aux axes donneront pour composantes :

$$x = \frac{\cos.\ a}{r^2},\ y = \frac{\sin.\ a}{r^2};\ x' = \frac{\cos.\ b}{r'^2},\ y' = \frac{\sin.\ b}{r'^2},$$

en désignant par a et b les angles que font avec l'axe des x les forces émanées de p et p', ces angles étant comptés comme à l'ordinaire d'après le sens de l'action des forces. Le carré de la résultante t sera donné par l'équation

$$t = \frac{1}{r^4} + \frac{1}{r'^4} + \frac{2\cos.\ (a-b)}{r^2\ r'^2}$$

Pour avoir l'intensité sur l'axe des x ou sur la ligne des pôles, il suffit de faire $a = 0$, $b = 180$, ou $a = 180$ et $b = 0$, dans les deux cas $cos.\ (a-b) = -1$, et l'équation devient :

$$t = \pm\left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{r'^2}\right)$$

et, comme $r' = r \pm 2$, il en résulte :

$$t = \pm\frac{4}{r^3}$$

pour le cas où r est très grand par rapport à l'unité.

Pour avoir l'intensité sur l'axe des y ou sur l'équateur, il suffit de remarquer qu'alors $r = r'$; $\cos.\ (a-b) = \frac{2-r^2}{r^2}$,

et la valeur de t devient $t = \pm\frac{2}{r^5}$

c'est-à-dire qu'en supposant r très grand par rapport à la demi-distance des centres d'actions, l'intensité prise sur la ligne des pôles est, pour une distance égale, double de l'intensité prise sur l'équateur ; mais elle n'est double que dans cette hypothèse. On peut remarquer aussi que les intensités sur l'équateur et sur la ligne des pôles décroissent alors comme le cube de la distance.

Si l'on prend l'origine des coordonnés pour le centre d'une

circonférence d'un rayon quelconque d, il sera facile d'exprimer l'intensité en un point quelconque de cette circonférence, au moyen de la distance polaire q, c'est-à-dire au moyen de l'angle q que le rayon correspondant fait avec l'axe des x qui est la ligne des pôles. En effet, on a :

$$r=\sqrt{d^2+1-2\,d\cos.\,q},\quad r'=\sqrt{d^2+1+2\,d\cos.\,q}.$$

$$2\cos.\,(a-b)=-2\cos.\,pap'=-\left\{\frac{r^2+r'^2-4}{rr'}\right\}.$$

En substituant ces valeurs de r, r' et $\cos.\,(a-b)$, l'expression générale du carré de la résultante devient :

$$t^2=2\left\{\frac{(d^2+1)^2+4\,d^2\cos.^2q-(d^2-1)\sqrt{(d^2+1)^2-4\,d^2\cos.^2q}}{\{(d^2+1)^2-4\,d^2\cos.^2q\}^2}\right\}$$

L'intensité à l'équateur étant, d'après ce que nous avons vu tout à l'heure, $\frac{2}{r^3}$ ou $\frac{2}{(d^2+1)^{\frac{3}{2}}}$, il est facile de voir qu'en la prenant pour unité, le carré de l'intensité t' pour une distance polaire deviendra :

$$t'^2=\frac{(d^2+1)^3}{2}\left\{\frac{(d^2+1)^2+4\,d^2\cos.^2q-(d^2-1)\sqrt{(d^2+1)^2-4d^2\cos.^2q}}{\{(d^2+1)^2-4d^2\cos.^2q\}^2}\right\}$$

ou seulement

$$t'=\sqrt{1+3\cos.^2q}\quad\text{ou}\quad t'=\sqrt{1+3\sin.^2m},$$

lorsque d est assez grand par rapport à 1 pour que l'on puisse se borner aux deux premiers termes du développement du radical qui entre dans l'expression générale de t'^2, après lui avoir donné la forme $d^2\left(1-2\frac{(1-2\cos.^2q)}{d^2}\right)^{\frac{1}{2}}$.

Ainsi, dans cette hypothèse, l'intensité magnétique devient très simple pour une distance polaire quelconque, ou pour une latitude magnétique quelconque $m=90^\circ-q$, et l'on retrouve en effet $t'=2$, pour $q=0$, ou $m=90^\circ$, conformé-

ment à ce que l'on admet en général, comme nous l'avons dit page 653.

Cependant, l'ensemble des observations d'intensité qui ont été faites jusqu'à présent à diverses distances de l'équateur magnétique, ne suffisent pas pour établir avec certitude que l'intensité vers les pôles est double de l'intensité de l'équateur magnétique ; ainsi, en admettant, comme on le fait en général, que les deux centres magnétiques sont très près l'un de l'autre par rapport à la longueur du rayon terrestre, et qu'ils sont aussi très voisins du centre de la terre, on fait une hypothèse qui peut très notablement s'écarter de la vérité. Il est facile de voir, par exemple, que $d=4$ et $d=5$ donnent pour les rapports des intensités polaires et équatoriales 2,5 et 2,29 ; et comme rien, dans les expériences qui ont été faites jusqu'à ce jour, n'empêche absolument d'admettre ces intensités, surtout la dernière, rien ne prouve jusqu'à présent que les centres magnétiques ne sont pas au quart ou au cinquième du rayon terrestre.

Ce doute prend plus de force encore lorsqu'on examine la loi d'accroissement des inclinaisons.

En effet, si nous nous reportons à la composition des foces qui nous a conduit à l'expression générale de la résultante, il est facile de voir que l'angle u, que fait cette résultante avec l'axe des x, est donné par la relation :

$$\text{tang. } u=\frac{r'^2 \sin. a+r^2 \sin. b}{r'^2 \cos. a+r^2 \cos. b}=\frac{y\,(r^3+r'^3)}{x\,(r^3-r'^3)+r'^3+r^3}.$$

On a d'ailleurs tang. $u=-$tang. $(i+m)$,
en appelant m la latitude magnétique, et i l'inclinaison, c'est-à-dire l'angle de la résultante ou de l'aiguille avec la perpendiculaire au rayon qui joint le centre de l'aiguille au point qui forme la demi-distance des centres magnétiques; et, puisque

$$r=\sqrt{d^2+1-2\,d \sin. m}\,,\quad r'=\sqrt{d^2+1+2\,d \sin. m}$$

on peut facilement calculer la valeur exacte du tang. i, lorsqu'on connaît la latitude magnétique.

Si l'on veut se borner à une première approximation dans les développemens de r et r', il en résulte :

$$\text{tang. } i = 2 \text{ tang. } m \left\{ \frac{d^2 - \sin.^2 m}{d^2 + 1 + 2 \sin.^2 m} \right\},$$

et pour d très grand :

$$\text{tang. } i = 2 \text{ tang. } m,$$

qui est la formule dont nous avons parlé page 649, et dont on se sert habituellement pour déterminer les points de l'équateur magnétique terrestre par des observations d'inclinaisons comprises entre 0 et 30°. Mais, les points déterminés par cette méthode pourraient être en erreur de plus de deux degrés pour des inclinaisons de 25 à 30° si les centres magnétiques se trouvaient au quart ou au cinquième du rayon. Une autre cause encore pourrait contribuer à introduire des erreurs dans l'équateur magnétique que l'on a tracé : c'est la supposition que l'on a faite que le centre de la terre coïncide sensiblement avec le point qui forme la demi-distance des centres magnétiques.

Le tableau suivant contient les inclinaisons i calculées par la formule exacte pour les latitudes magnétiques prises de 5 en 5° dans la supposition $d=4$, et les inclinaisons i' calculées en supposant que la tangente de l'inclinaison est double de la tangente de la latitude.

m	u pour $d=4$	i	i'
0° 30′	178° 55′ 6″	0° 54′ 54″	0° 59′ 59″
1	177 10 25	1 49 35	1 59 57
5	165 57	9 3 0	9 55 30
10	152 15	17 45	19 25 30
15	139 10	25 50	28 11 10
20	126 52	33 8	36 3 10
25	115 21	39 39	43 0 10
30	104 33	45 27	49 6 30
35	94 23	50 37	64 28 10
40	84 42	55 18	59 12 30
45	75 30	59 30	63 26 »
50	66 35	63 25	67 14 20
55	57 55	67 5	70 42 10
60	49 25	70 35	73 53 50
65	41 2	73 58	76 52 30
70	32 42	77 18	79 41 10
75	24 32	80 28	82 28 20
80	16 21	83 39	84 58 40
85	8 10	86 50	87 29 40
89	1 38 0	89 21	89 30 »
89 30	0 49 0	89 41	89 45 »

On voit en effet que, pour des latitudes magnétiques qui dépassent 5 ou 6°, les inclinaisons calculées dans l'hypothèse de d très grand deviennent rapidement plus grandes que celles qui sont calculées dans l'hypothèse de $d=4$, et ces dernières sont en général bien plus rapprochées des faits qu'on observe.

Si les phénomènes généraux du magnétisme terrestre pouvaient être représentés en admettant deux centres magnétiques qui fussent les mêmes pour tous les points de la surface de la terre, on parviendrait sans aucun doute à exprimer non seulement les intensités et les inclinaisons, mais encore les déclinaisons, d'une manière exacte pour tous les points où il n'y aurait pas de cause perturbatrice locale. Une construction très simple m'a conduit à la formule sui-

vante pour représenter la déclinaison v' sur un parallèle à l'équateur terrestre correspondant à la latitude astronomique l' :

$$\text{tang. } v' = \frac{\cos. a \sin. z \cos. l' - p. \sin. a. \sin. (z-b) \sin. l'}{\sin. a \sqrt{1-p^2 \sin.^2 (z-b)}}.$$

a, angle que l'axe magnétique fait avec le parallèle ou complément de l'angle qu'il fait avec l'axe de la terre;

$p=\frac{e}{r}$, r étant le rayon du parallèle, e la distance qui existe entre le centre de ce parallèle et le point où l'axe magnétique vient traverser son plan ;

b, angle que la ligne e fait avec la projection de l'axe magnétique sur le plan du parallèle ;

z, angle formé par la projection de l'axe et par une droite qui joint un point quelconque de la circonférence du parallèle au point où l'axe traverse son plan ; z est compté de 0 à 360°.

Si, au lieu d'un parallèle, on considère l'équateur terrestre lui-même, on a $l'=0$, et la déclinaison v correspondant à un point quelconque de la circonférence équatoriale est donnée par la formule :

$$\text{tang. } v = \frac{\cos. a \sin. z}{\sin. a \sqrt{1-p^2 \sin.^2 (z-b)}}.$$

Ainsi, la déclinaison est nulle pour $z=0$ et 180 ; et, lorsque p est petit, elle atteint son *maximum* pour des valeurs de z qui sont voisines de $z=90°$ et 327°, quel que soit b.

Mais, ce qu'il faut surtout remarquer, c'est que, de part et d'autre de la projection de l'axe magnétique sur l'équateur, les déclinaisons qui sont nulles sur cette projection doivent se reproduire exactement les mêmes, au signe près, pour les valeurs de z qui diffèrent de 180°: or, cette exacte symétrie des déclinaisons, non pas aux extrémités d'un même diamètre, mais aux extrémités d'une même ligne, passant par

le point où l'axe magnétique traverse l'équateur, ne se reproduit en aucune façon : au contraire, on voit sur la circonférence de l'équateur une dissymétrie frappante : au lieu de deux points où la déclinaison est nulle, on en trouve trois, plus ou moins séparés les uns des autres, et, au lieu d'avoir des *maximum* de déclinaison égaux et opposés, il arrive que l'un de ces *maximum* surpasse l'autre de plusieurs degrés. Il en résulte donc évidemment l'impossibilité absolue de reproduire les phénomènes magnétiques, en supposant que, pour tous les points de la terre, les centres d'action soient les mêmes. J'insiste sur cette conséquence, qui est très importante, en faisant remarquer que ce défaut de symétrie dans les déclinaisons ne paraît pas pouvoir s'expliquer par des actions locales particulières, qui ne s'étendraient qu'à une petite distance de l'équateur, car les déclinaisons des divers parallèles, soit dans l'hémisphère boréal, soit dans l'hémisphère austral, s'écartent aussi beaucoup de la formule qui devrait les exprimer, et il ne paraît pas possible de donner à p une valeur convenable pour les représenter par cette formule avec une approximation suffisante.

Il résulte de ce qui précède :

1° Qu'il est très important de multiplier les observations d'intensité vers les pôles magnétiques, afin de reconnaître le véritable rapport qui existe entre cette intensité et celle de l'équateur magnétique ;

2° Qu'il peut rester quelque doute sur l'étendue en latitude, dans laquelle il est permis d'admettre rigoureusement que la tangente de l'inclinaison est double de la tangente de la latitude magnétique, et par conséquent sur la véritable position de plusieurs points de l'équateur magnétique qui ont été déterminés par cette formule, en y appliquant des observations d'inclinaison faites à des latitudes de 15, 25 ou 30° ;

3° Qu'en admettant l'hypothèse de deux pôles magnétiques égaux et contraires, placés d'ailleurs d'une manière

quelconque dans le sein de la terre, il n'y a aucune possibilité de représenter, avec une approximation suffisante, l'ensemble des déclinaisons qu'on a observées, ni même les déclinaisons qui appartiennent à l'équateur terrestre ou à un parallèle quelconque, et que cette impossiblité ne résulte pas des incertitudes qui peuvent exister sur le véritable tracé de l'équateur magnétique.

§ VI. *Aurores boréales.*

546. Le phénomène des aurores boréales paraît être le plus magnifique, le plus imposant, le plus resplendissant, de ceux qui puissent s'offrir à nos regards, et en même temps le plus compliqué, le plus inextricable, le plus insaisissable de tous ceux qui s'offrent à nos recherches. Avant que les premières notions de la science fussent écloses, on admirait les aurores boréales comme on admirait le lever et le coucher du soleil, le spectacle du ciel et le mouvement des astres. Depuis qu'il est permis de les regarder avec des yeux moins étonnés, on les admire, on les observe, on les mesure, et l'on n'a rien appris encore sur leur origine, sur leurs causes, sur leurs lois, sur les conditions physiques et matérielles de leurs apparitions, ni même sur le lieu qu'elles occupent; car, il reste des doutes sur la question de savoir si elles sont renfermées dans le sein de l'atmosphère, ou si elles se manifestent au-delà de ses limites. Ce serait le désespoir de la science, si la science pouvait se désespérer; mais, tous les jours, elle apprend à mieux reconnaître qu'il y a entre les phénomènes naturels des liens de subordination nécessaire, que tenter des explications prématurées, c'est fausser la méthode, qu'il faut savoir ignorer ou plutôt savoir attendre, c'est-à-dire chercher des phénomènes plutôt que des explications. Peut-être un simple fait, jusqu'à ce jour inaperçu, suffira pour lever le voile qui nous cache depuis si long-temps tous les mystères de l'aurore boréale.

Il suffit d'indiquer combien le phénomène est grand, et combien est grande notre ignorance, pour faire comprendre qu'il faudrait des volumes entiers si l'on voulait rendre compte de toutes les idées, de tous les systèmes, de tous les efforts d'esprit ou d'imagination dont il a été l'objet. Nous ne pouvons pas entreprendre ici une telle tâche, et nous nous bornerons à rapporter la description d'une aurore boréale, telle qu'elle a été faite sur les lieux par M. Lottin, lieutenant de vaisseau, l'un des laborieux et zélés observateurs de l'expédition d'Islande.

L'observatoire météorologique où M. Lottin a passé 8 mois (de septembre 1838 à avril 1839), était établi à Bossekop, sur la côte de West-Finmark par 70° de latitude boréale; pendant ces 206 jours on a observé 143 aurores boréales, parmi lesquelles il s'en est trouvé 64 pendant la nuit de 70 *jours* qui règne dans ces parages, depuis le 17 novembre jusqu'au 25 janvier.

Voici maintenant comment M. Lottin décrit le phénomène (la figure 404, copiée sur ses dessins, pourra faciliter l'intelligence de la description) :

« Le soir, entre 4 et 8 heures, la brume légère qui règne presque habituellement au nord dans la direction du Fiord, à la hauteur de 4 à 6 degrés, se colore à sa partie supérieure, ou plutôt se frange des lueurs de l'aurore, qui existe derrière. Cette bordure devient plus régulière et forme un arc vague, d'une couleur jaune pâle, dont les bords sont diffus et dont les extrémités s'appuient sur les terres.

« Cet arc monte plus ou moins lentement, son sommet restant dans le méridien magnétique ou à très peu près ; ce qui n'est pas facile de déterminer avec exactitude, à cause de son mouvement ascensionnel et de sa forme déprimée.

« Bientôt des stries noirâtres séparent régulièrement la matière lumineuse de l'arc : les rayons sont formés ; ils s'allongent, se raccourcissent lentement ou instantanément ; *ils dardent*, augmentant et diminuant subitement d'éclat. La

partie inférieure, *les pieds* des rayons, offrent toujours la lumière la plus vive, et forment un arc plus ou moins régulier : la longueur de ces rayons est souvent très variée, mais tous convergent vers un même point du ciel, indiqué par la direction de la pointe sud de l'aiguille d'inclinaison; parfois ils se prolongent jusqu'à leur point de réunion, formant ainsi le fragment d'une immense coupole lumineuse.

« L'arc continue de monter vers le zénith ; il éprouve un mouvement ondulatoire dans sa lueur, c'est-à-dire que, d'un pied à l'autre, l'éclat de chaque rayon augmente successivement d'intensité ; cette espèce de courant lumineux se montre plusieurs fois de suite et bien plus fréquemment de l'ouest à l'est que dans le sens opposé. Quelquefois, mais rarement, un mouvement rétrograde a lieu immédiatement après le premier, et aussitôt que cette lueur a parcouru successivement tous les rayons de l'ouest à l'est, elle se dirige dans le sens inverse, revenant ainsi à son point de départ, sans que l'on puisse dire si ce sont les rayons qui éprouvent alors un mouvement de translation à peu près horizontal, ou si cette lueur plus vive se transporte d'un rayon à l'autre de proche en proche; sans que ceux-ci éprouvent de déplacement.

« L'arc offre aussi un mouvement alternatif dans le sens horizontal, figurant les ondulations ou les plis d'un ruban ou d'un drapeau agité par le vent, comme on le voit dans la figure 404. Parfois un de ses pieds, et même tous deux, abandonnent l'horizon ; alors, les plis deviennent plus nombreux, mieux prononcés, l'arc n'est plus qu'une longue bande de rayons, qui se contourne, se sépare en plusieurs parties, formant des courbes gracieuses, qui se referment presque sur elles-mêmes et offrent, n'importe dans quelle partie de la voûte céleste, ce que l'on a probablement nommé jusqu'ici des couronnes boréales. Alors l'éclat des rayons varie subitement d'intensité, dépasse celui des étoiles de première grandeur ; ces rayons dardent avec rapidité, les courbes se forment et se déroulent comme les plis et replis d'un serpent.

Puis les rayons se colorent : la base est rouge, le milieu vert, le reste conserve sa teinte lumineuse jaune clair. Ces couleurs ont toujours, sans exception, conservé ces positions respectives; elles sont d'une admirable transparence : le rouge approche de la teinte sang-clair, le vert de celle d'une émeraude pâle. L'éclat diminue, les couleurs disparaissent, tout s'éteint subitement ou s'affaiblit peu à peu. Des fragmens d'arc reparaissent; l'arc se reforme lui-même, continue son mouvement ascensionnel et approche du zénith : les rayons, par l'effet de la perspective, deviennent de plus en plus courts; on peut juger de l'épaisseur de l'arc qui offre, parfois alors, une large zône de rayons parallèles ; puis, le sommet de l'arc atteint le zénith magnétique, point désigné par la pointe sud de l'aiguille d'inclinaison. Alors les rayons sont vus par leurs pieds : s'ils se colorent en ce moment, ils montrent une large bande rouge à travers laquelle on distingue les nuances vertes qui leur sont supérieures; et, s'ils subissent ce mouvement de translation horizontale dont nous avons parlé plus haut, les pieds forment une longue zône sinueuse et ondulante, tandis que, dans tous ces changemens continuels, les rayons n'éprouvent jamais d'oscillation dans le sens de leur axe, et conservent toujours leur parallélisme.

» Pendant l'intervalle de temps qui vient d'être décrit, de nouveaux arcs se sont présentés à l'horizon, commençant d'une manière diffuse, ou avec les rayons tout formés et très vifs. Ils se succèdent en passant à peu près par les mêmes phases, et se maintiennent à distance les uns des autres ; on en a compté ainsi jusqu'à neuf, appuyés sur les terres, et rappelant, par leur disposition, ces toiles cintrées qui vont d'une coulisse à l'autre et figurent le ciel de nos scènes théâtrales. Parfois les intervalles diminuent ; plusieurs de ces arcs se serrent l'un contre l'autre : c'est une large zône de rayons parallèles qui traversent le ciel et vont disparaître vers le sud, s'affaiblissant rapidement après leur passage au zénith. Mais parfois aussi, lorsque cette zône occupe le haut du ciel, s'é-

tendant de l'est à l'ouest, la masse de rayons qui ont déjà dépassé le zénith magnétique paraît tout-à-coup venir du sud, et forme avec ceux du nord la véritable couronne boréale, dont tous les rayons convergent vers le zénith. Ainsi, cette apparence de couronne ne vient, sans doute, que d'un simple effet de perspective, et l'observateur placé dans cet instant à une certaine distance au nord ou au sud, n'apercevrait qu'un arc.

» La zône totale du rayon étant moins épaisse dans le sens nord et sud que dans le sens est et ouest, puisqu'elle s'appuie souvent sur les terres, la couronne a une forme elliptique. Mais cela n'a pas toujours lieu : on l'a vue circulaire, les rayons inégaux ne s'étendant pas à plus de 8° à 12° du zénith, tandis que d'autres fois ils vont jusqu'à l'horizon.

» Si l'on pense qu'alors tous ces rayons dardent avec vivacité, variant continuellement et subitement dans leur longueur et dans leur éclat, que des belles teintes rouges et vertes les colorent par intervalles, que les mouvements ondulatoires ont lieu, que les courans lumineux se succèdent, et enfin que la voûte céleste tout entière offre une immense et magnifique coupole étincelante, dominant un sol couvert de neige qui, lui-même, sert de cadre éblouissant à une mer calme et noire comme un lac d'asphalte, on n'aura encore qu'une idée très imparfaite de l'admirable spectacle qui s'offre à l'observateur et qu'il faut renoncer à décrire.

» La couronne ne dure que quelques minutes; elle se forme quelquefois instantanément, sans aucun arc préalable. Il y en a rarement plus de deux dans la même nuit, et bien des aurores n'en ont montré aucune trace.

» La couronne s'affaiblit, tout le phénomène est au sud du zénith, formant des arcs plus pâles et qui disparaissent généralement avant d'avoir atteint l'horizon sud. Le plus ordinairement, tout ceci a lieu dans la première moitié de la nuit, après quoi l'aurore paraît avoir perdu de son intensité; des faisceaux de rayons, des bandes, des fragmens d'arcs

paraissent et disparaissent par intervalles ; puis les rayons deviennent de plus en plus diffus, ce sont des lueurs vagues et faibles qui finissent par occuper tout le ciel groupées comme de petits cumulus, et désignées sous le nom de *plaques aurorales*. Leur lumière lactée éprouve souvent des changemens très vifs dans son intensité, semblables à des mouvemens de dilatation et de contraction, qui se propagent du centre à la circonférence, et réciproquement, rappelant ceux de ces animaux marins nommés *méduses*. La lueur crépusculaire arrive peu à peu, et le phénomène faiblissant graduellement cesse d'être visible.

» D'autres fois, les rayons paraissent encore avec le commencement du jour, même lorsqu'on peut lire sans difficulté le texte d'un imprimé; puis ils disparaissent tout-à-coup; ou bien, à mesure que le crépuscule augmente, ils deviennent vagues, prennent une couleur blanchâtre, et finissent par se confondre avec les cirrho-stratus, de telle sorte qu'il devient impossible de les distinguer de cette espèce de nuages. »

Telle est l'apparence de l'aurore boréale quand elle se montre dans sa plus grande magnificence: mais, soit que l'état du ciel ou les circonstances atmosphériques ne soient pas toujours favorables, soit que les conditions elles-mêmes qui déterminent le phénomène ne soient pas toujours satisfaites en même temps, il arrive très rarement que l'on puisse observer une aurore boréale complète, même dans les régions septentrionales. Tantôt la couronne ne se forme que d'une manière vague et incertaine; tantôt l'arc est incomplet ou multiple dans quelques points; tantôt enfin l'on aperçoit des nuages qui interceptent la lumière, qui se colorent sur leurs bords ou dans leur épaisseur, et qui altèrent, par mille accidens plus ou moins remarquables, la forme regulière de l'aurore boréale. Alors, on distingue encore vers le nord une lumière extraordinaire, mais le phéuomène est confus et mal défini. On conçoit qu'il puisse offrir mille apparences plus ou moins étonnantes.

Nous n'avons parlé que de l'aurore boréale de l'hémisphère boréal ; mais l'on a observé un phénomène tout-à-fait semblable dans l'hémisphére austral, et il n'y a aucun doute que vers le pôle sud de la terre il ne se produise aussi des aurores boréales, ou si l'on veut des *aurores australes*. Cependant, les aurores du pôle austral ont été seulement aperçues par les navigateurs, elles n'ont pas été observées, mesurées et décrites comme les aurores boréales, et c'est par induction que l'on admet qu'elles doivent avoir les mêmes rapports avec le magnétisme terrestre.

FIN.

TABLE DES MATIÈRES

DU DEUXIÈME VOLUME.

LIVRE QUATRIÈME.

DES ACTIONS MOLÉCULARIES.

Numéros Pages

302. Considérations générales 1

CHAPITRE I.

Capillarité.

303. Définitions. 3
304. Les longueurs des colonnes soulevées ou déprimées sont en raison inverse de la longueur des tubes . . *ib.*
305. Hauteurs différentes auxquelles peut s'arrêter le même liquide dans le même tube. 6
306. Tubes concentriques, lames parallèles, lames inclinées, tubes coniques, tubes prismatiques, surfaces de différentes formes 8
307. Attractions et répulsions qui résultent de la capillarité. 11
308. Adhésion des liquides contre les surfaces solides . . . 12
309. Divers effets de la capillarité 14
310. De l'endosmose 15
311. Indications théoriques. 18

CHAPITRE II.

Structure des corps.

312. Considérations générales. 21
313. Mobilité des fluides et forces constitutives. . . . . *ib.*
314. Des changements de structure que peuvent prendre les corps solides sans perdre leur solidité 23
315. Des propriétés que prennent les corps en se consolidant après une fusion complète ou incomplète. . . 29
316. Des propriétés que prennent les corps en se précipitant des dissolutions qui les contiennent. 33

CHAPITRE III.

De l'Elasticité.

317. Diverses espèces d'élasticité 35

318. De la compressibilité des liquides et de la chaleur qui en résulte 35
319. De l'élasticité de tension et de la tenacité 39
320. De l'élasticité de la torsion 42
320 *bis*. Formule de l'élasticité de torsion. 45

LIVRE CINQUIÈME.

ACOUSTIQUE.

321. Considérations générales. 47

CHAPITRE I.

De la Production du son et de sa transmission dans l'air atmosphérique.

322. Le son est un mouvement particulier excité dans la matière pondérable 49
323. Le mouvement qui produit le son est toujours un mouvement de vibration. 51
324. Chaque vibration du corps sonore excite dans l'air une ondulation d'une longueur déterminée. 52
325. De la gravité et de l'acuité des sons 57
326. Intensité. 58
327. Timbre. . . . . *ib.*
328. Tous les sons, quel que soit leur ton, leur timbre ou leur intensité, se propagent dans l'air avec la même vitesse. . . . . *ib.*
329. La vitesse du son dans l'air est de 340 mètres par seconde à 16°. 59

CHAPITRE II.

Évaluation numérique des sons.

330. Lois générales des vibrations des cordes et des sons harmoniques qu'elles produisent 61
331. Lois générales des vibrations des tuyaux cylindriques et du battement qui résulte de deux sons voisins . . 67
332. Lois des vibrations des lames ou des tiges 71
333. Lois des vibrations de la sirène 72
334. Détermination d'un son fixe ou d'un nombre absolu de vibrations qui correspondent à un son donné. . . . 74
335. De la longueur absolue des ondes sonores 77
336. De la limite des sons perceptibles. . . . . *ib.*

CHAPITRE III.

Vibration des corps solides.

337. Vibration des corps dont deux dimensions sont petites

par rapport à la troisième : tubes, verges cylindriques et prismatiques 79
338. Vibration des corps dont une seule dimension est petite par rapport aux deux autres : plaques, membranes, cloches, etc 89
339. Effets de l'air sur la forme des lignes nodales. 97
340. Vibration des corps qui n'ont pas la même élasticité dans tous les sens. 98
340 *bis*. Vibration des corps dont aucune dimension n'est petite par rapport aux autres 101
341. Des vibrations des corps dans différens milieux . . . 102

CHAPITRE IV.

Du mouvement de vibration des masses fluides.

342. Divers moyens de faire vibrer les liquides 103
343. Divers moyens d'exciter les vibrations sonores dans les gaz 104
344. Des modifications que peut recevoir le son d'un tuyau par la direction du vent, la grandeur de l'embouchure et sa position 106
345. De l'influence des dimensions sur les vibrations des tuyaux. 107
346. Les parois qui enveloppent une masse d'air ont une influence sur les vibrations 108
347. De la réflection du son et des échos 109
348. Des surfaces nodales que l'on observe dans les grandes masses d'air qui sont en vibration 112

CHAPITRE V.

Des vibrations de quelques instrumens de musique.

349. Communication des vibrations sonores entre les solides et les fluides 113
350. Communication des vibrations dans les corps solides et contigus 114
351. Des instruments à anches 115
352. Des instruments à cordes. 118

CHAPITRE VI.

De la vitesse du son dans les différens milieux.

353. Vitesse du son dans les fluides élastiques. 120
354. Vitesse du son dans les liquides 122
355. Vitesse du son dans les solides 124

CHAPITRE VII.

De la voix et de l'ouïe.

356. De la voix humaine. 128

357. De la voix des oiseaux. 122
358. De l'organe de l'ouïe. . . . . *ib.*

LIVRE SIXIÈME.

OPTIQUE.

Notions générales sur la propagation de la lumière.

359. Propagation de la lumière en générale. 135
360. Dans un milieu homogène la lumière se propage toujours en ligne droite . . . . . *ib.*
361. Dans un milieu hétérogène la lumière se meut toujours en ligne courbe 136
362. Rayon, pinceau, faisceau de lumière 137
363. L'intensité de la lumière d'un point lumineux décroît, comme le carré de la distance augmente. 138
364. Corps opaques, diaphanes et translucides 139
365. De l'ombre et de la pénombre. 140
366. Idée générale du phénomène de la vision. 141
367. La lumière se propage avec une si grande vitesse qu'elle vient du soleil à la terre en 8′, 13″ 145
368. Division de l'optique en lumière non polarisée et en lumière polarisée. 147

PREMIÈRE PARTIE.

Lumière non polarisée.

CHAPITRE I.

Catoptrique ou réflection de la lumière.

369. De la réflection de la lumière sur une surface plane . . 148
370. Goniomètre de Wollaston, de Charlert. 152
371. Réflection sur deux plans parallèles 153
372. Réflection sur deux miroirs inclinés 154
373. Réflection sur les miroirs courbes en général 155
374. Réflection sur les miroirs sphériques. . . . . *ib.*
375. Miroirs coniques et cylindriques. 160
376. Des caustiques 161
377. Héliostat de Gambey. . . . . *ib.*

CHAPITRE II.

Dioptrique ou réfraction de la lumière.

378. Lois générales de la réfraction de la lumière 164
379. Définition des phénomènes généraux que présentent les rayons qui traversent les prismes 169

380. Direction des rayons dans les primes, et conditions de leur émergence. 171
381. De la déviation produite par les prismes et particulièrement de la déviation minimum 173
382. Recherches des indices de réfraction des solides et des liquides transparents 175
383. Du changement de valeur de l'indice de réfraction d'une substance quand le milieu qui l'environne change de nature, et de la vitesse de la lumière dans les différens milieux. 176
384. Recherches du rapport de réfraction des corps opaques. 178
385. De la puissance réfractive et du pouvoir réfringent . . . 180
386. Recherches de l'indice de réfraction des gaz, de leur puissance réfractive, et de leur pouvoir réfringent 181
387. Propriétés générales des lentilles 187
388. Lentilles de Fresnel ou lentilles à échelon 194

CHAPITRE III.

Décomposition et recomposition de la lumière.

389. La lumière blanche du soleil est composée de rayons diversement colorés 198
390. Les rayons diversement colorés sont diversement réfrangibles. 200
391. Chaque couleur du spectre est une couleur simple . . . 202
392. On recompose la lumière blanche en ramenant toutes les couleurs simples dans la même direction, ou en les faisant toutes concourir au même point 204
393. Des couleurs complémentaires et des nuances produites par le mélange de diverses couleurs simples en diverses proportions 206
394. Toute lumière composée éprouve, en se réfractant, une décomposition et une recomposition 209
395. Les couleurs naturelles des corps sont en général des couleurs composées 212

CHAPITRE IV.

Des raies du spectre, de la dispersion et de l'achromatisme.

396. Des raies du spectre 216
397. Des indices de réfraction pour divers rayons du spectre. 218
398. De la dispersion, des rapports de dispersion dans plusieurs substances, et des pouvoirs dispersifs 220
399. De l'achromatisme 223

CHAPITRE V.

De la vision et des instrumens d'optique.

400. Structure de l'œil 230
401. Hypothèses, par lesquelles on a essayé d'expliquer comment l'œil s'accommode aux distances 233

402. Jugement sur la couleur, la forme, la situation et la grandeur des objets. 235
402 bis. Avec les deux yeux l'on ne voit qu'un objet, mais on le voit plus éclairé 238
403. De la persistance des images et des couleurs accidentelles. 239
404. De quelques accidens de la vue. 240
404 *bis*. Besicles 242
405. Loupes ou microscopes simples. 243
406. Chambre claire. 244
407. Chambre noire. 245
408. Microscope solaire. 247
409. Mégascope 248
410. Microscope composé, principe de sa construction . . 250
411. Détails du microscope composé 252
412. Détermination des indices de réfraction des liquides et des corps mous translucides, au moyen du microscope 255
413. Télescope. . . . . .
414. Lunette de Galilée, ou lunette de spectacle. 259
415. Lunette astronomique 260
416. Lunettes terrestres. 262
417. Mesure du grossissement. . . . . *ib.*

CHAPITRE VI.

Des interférences et de la diffraction.

418. Hypothèses sur le mode d'existence de la lumière . . . 263
419. Expérience de Fresnel sur les franges produites par la rencontre des rayons réfléchis 266
420. Principe des interférences 268
421. Explication du principe des interférences dans le système des ondulations 272
422. Description de l'appareil général de diffraction . . . 276
423. Franges produites par les bords des écrans. 280
424. Franges intérieures produites dans l'ombre des corps déliés ou des écrans étroits 287
429. Franges produites par les petites ouvertures 291
430. Franges produites par deux ouvertures très voisines . . 298
431. Franges produites par réflection sur les surfaces polies. 299
431 *bis*. Franges et spectres produits par les réseaux . . .
432. Apparences au foyer des lunettes 307

Explication des anneaux colorés produits par les lames minces et par les plaques épaisses.

433. Formation des anneaux colorés dans les lames minces . 309
434. Lois expérimentales des anneaux colorés, établies par Newton 310
435. Mesures expérimentales de Newton 313
436. Des accès de facile réflection et de facile transmission . 315

437. Théorie des phénomènes des lames minces dans le système des ondulations 317
439. Couleurs produites par les plaques épaisses. 323
440. Couleurs produites par des miroirs sphériques et des écrans 326
441. Couleurs produites par des plaques de verre légèrement inclinées, ou par des corps déliés d'égale épaisseur . 330

SECONDE PARTIE.

Lumière polarisée.

CHAPITRE I.

Double réfraction.

442. Phénomène général de la double réfraction 333
443. Des cristaux à un axe et de leur section principale . . 334
443 *bis*. Cristaux à deux axes. 338
444. Lois générales de la double réfraction dans les cristaux à un axe et à deux axes 340
445. Diverses expériences de double réfraction 344
446. Double réfraction de verre comprimé 347
446 *bis*. Micromètre à double image 348

CHAPITRE II.

Phénomènes généraux et lois générales de la polarisation.

447. Polarisation par réflections 352
448. Polarisation par simple réfraction 355
449. Polarisation par double réfraction . . . . . *ib.*
450. Polarisation par réflection irrégulière 256
450 *bis*. Polarisation de la lumière atmosphérique. . . . *ib.*
451. Loi de M. Brewster sur l'angle de polarisation. . . . 357
452. Loi de Malus sur le partage de la lumière polarisée . . 358
453. Loi de Fresnel sur l'intensité de la lumière réfléchie . . 360
454. Mouvement du plan de polarisation par l'effet de la réflection 362
455. Polarisation partielle et polarisation complète produite par plusieurs réflections successives 365
456. Mouvement du plan de polarisation par l'effet de la réfraction 367
457. De la polarisation produite par des réfractions successives 369
458. De l'action mutuelle des rayons polarisés 370

CHAPITRE III.

Couleurs de la lumière polarisée.

459. Teintes colorées des lames parallèles à l'axe 380
460. Théorie de Fresnel sur les couleurs des lames cristallisées. 382

461. Anneaux colorés dans les cristaux à un axe 390
462. Anneaux colorés dans les cristaux à deux axes. . . . 394
463. Franges hyperboliques ou parallèles, produites par les cristaux . . . . . .
464. Polarisation circulaire 398
465. Notions théoriques 400
466. Polarisation circulaire des rayons obliques. 405
467. Polarisation circulaire dans les liquides et les gaz. . . 406
468. Polarisation circulaire produite par la réflection sur les surfaces métalliques polies 407
469. Divers phénomènes de polarisation qui se produisent dans les cristaux superposés, dans les cristaux colorés, dans le verre trempé, chauffé ou comprimé, etc. . . *ib.*

LIVRE SEPTIEME.

DE LA CHALEUR.

SECONDE PARTIE.

Propagation de la chaleur et calorimétrie.

CHAPITRE I.

Propagation de la chaleur.

§ I. Phénomènes généraux de la chaleur rayonnante dans l'air et dans le vide.

470. De l'existence de la chaleur rayonnante, et de l'idée qu'on peut se former des rayons calorifiques . . . 410
471. Pouvoir émissif. 411
472. Pouvoir absorbant. 416
473. Pouvoir réfléchissant 417
474. Principe de l'équilibre mobile de température . . . *ib.*
475. Principe de la raison inverse du carré de la distance . . 418
476. Principe de l'égalité de température dans tous les points d'une enceinte vide dont les parois sont maintenues à une température constante. 419
477. Loi du cosinus 421
478. Loi de la réflection . . . . . *ib.*
479. Vitesse de la chaleur 422
480. Comparaisons des pouvoirs émissifs, absorbans et réfléchissans des diverses substances . . . . . *ib.*

§ II. Phénomènes généraux de la chaleur rayonnante dans des substances diathermanes.

481. Equilibre de température dans une enceinte quelconque. — Réflection du froid 424
482. Des substances athermanes et diathermanes 425

483. Tous les corps diaphanes ne sont pas également diathermanes, et tous les corps opaques ne sont pas également athermanes 426
484. La quantité de chaleur réfléchie perpendiculairement sur les deux faces d'une plaque diathermane est à peu près constante et égale à $\frac{1}{13}$ de la chaleur incidente 427
485. Influence de l'épaisseur des plaques diathermanes et composition des flux de chaleur émis par différentes sources ou transmises par différentes plaques . . . 428
486. Diathermansie ou thermanisme 431
487. Réfraction de la chaleur 422
488. Polarisation de la chaleur 433

§ 3. Lois du refroidissement, quantités de chaleur émises, et conditions générales de l'équilibre de température.

489. Loi du refroidissement dans le vide 436
490. Loi du refroidissement dans le gaz 442
491. Equilibre d'un thermomètre dans une enceinte dont toutes les parties ne sont pas à la même température. 443
492. Expression de la quantité totale de chaleur émise par les corps. 444
493. Equilibre de température des corps protégés par une enveloppe diathermane 445

§ 4. Conductibilité des corps pour la chaleur.

494. Distinction de la conducibilité en pénétrabilité et perméabilité. 447
495. Conducibilité des solides 448
496. Conducibilité des fluides. 453

CHAPITRE II.

Calorimétrie.

§ 1. Capacité des corps pour la chaleur.

497. Des quantités de chaleur et des moyens de les comparer 456
498. Calorimètres de Lavoisier et de De Laplace 457
499. Méthode des mélanges. 459
500. Méthode de refroidissement 462
501. Capacité des gaz pour la chaleur 463
— Rapport des capacités des gaz à pression constante et à volume constant 466
502. Résultats des principales expériences sur la capacité, et remarques générales 471

§ 2. **Chaleur latente, chaleur des combinaisons, et mélanges réfrigérans.**

503. Calorique de fluidité 475
504. Calorique d'élasticité 476
505. Chaleur des combinaisons et chaleur animale 478
— De la chaleur des combinaisons . . . . . *ib.*
— De la chaleur animale 480
— De la température du corps humain 481
506. Quantités de chaleur produites par divers animaux . . 484
— Causes principales de la chaleur des animaux . . . . *ib.*
507. Mélanges réfrigérans 485

§ 3. **Remarques générales sur les sources de chaleur et de froid.**

LIVRE HUITIEME.

MÉTÉOROLOGIE.

CHAPITRE I.

De la chaleur terrestre.

508. Définitions générales 489
— Température de l'air à la surface du sol 490
— Lignes isothermes 492
— Températures moyennes des jours, des mois et des saisons. 495
— Températures extrêmes et climats . . . . . *ib.*
— Températures à diverses hauteurs au-dessus du sol . 497
509. Limite des neiges perpétuelles 498
510. De l'existence d'une couche invariable située à une certaine profondeur au-dessous du sol, et dans laquelle la température reste la même depuis des siècles. . . 502
— Du mouvement de la chaleur au-dessus de la couche invariable 504
511. De la température à de grandes profondeurs 505
— Thermomètre à maximum de M. Walferdin 507
— Thermomètre à minimum de M. Walferdin 508
— Thermométrographe 509
512. Température des sources. 510
513. De la température des lacs et des rivières et de leur congélation. 512
514. De la température des mers et de la formation des glaces polaires 518
515. De l'équilibre de température de la terre. 525
— Quantité de chaleur donnée par le soleil 528
— Pyrhéliomètre direct . . . . . *ib.*
— Pyrhéliomètre à lentille. 530
— Température de l'espace 532
— Actinomètre. 539

CHAPITRE II.

De l'air et des vapeurs atmosphériques.

516. Observations barométriques 549
— Hauteurs moyennes. 550
— Variations diurnes 553
— Table de dépressions du mercure dans le baromètre, dues à sa capillarité 555
517. Des vents. . . . . *ib.*
518. Des ouragans. 557
— Direction des ouragans 559
519. Des trombes . . . . . *ib.*

Hygrométrie.

520. Construction et usage des hygromètres. 562
— Hygromètre à condensation 563
— Table du poids de la vapeur qui est contenue dans un mètre cube d'air 564
— Hygromètre à capsule et à virole . . . . . *ib.*
— Hygromètre de Daniel 565
— Hygromètres d'absorption, de Saussure . . . . *ib.*
— Table hygrométrique. 568
— Psychromètre d'Auguste 570
521. Du serein, de la rosée, du givre et de la gelée. . . . 571
522. Des brouillards et des nuages. 574
523. De la pluie, de la neige, du verglas, du grésil et de la grêle 577

CHAPITRE III.

De la lumière météorique.

524. Des phénomènes lumineux. 592
525. Mirage observé en Egypte . . . . . *ib.*
526. Explication du mirage. 594
527. Phénomène de mirage observé en différens lieux et dans diverses circonstances. 596
528. Explication du phénomène de l'arc-en-ciel 599
529. Arcs secondaires et surnuméraires 605
530. Halos et parhélies. 606
531. Couronnes 608
532. Etoiles filantes . . . . . *ib.*
533. Aérolithes. 609

CHAPITRE IV.

Électricité atmosphérique.

534. Première découverte de l'électricité atmosphérique. . 610
535. De l'électricité pendant les orages 612
536. Des effets du tonnerre lorsqu'il tombe sur la terre. . 617

538. De l'origine de l'électricité atmosphérique et de la formation des nuages orageux 629
539. Des paratonnerres 632

CHAPITRE V.

Du magnétisme terrestre.

540. Considérations générales. 639
541. Déclinaisons. 640
542. Variations diurnes. 644
543. Inclinaison 646
544. Indemnités 651
545. Discussion de quelques formules 654
546. Aurores boréales 662

ERRATA DU SECOND VOLUME.

PAGES.	LIGNES.	AU LIEU DE	LISEZ
18	11	courbature	courbure
35	18	*tension*	*torsion*
67	1	531. Lois.	331. Lois
71	2	7 tuyaux	8 tuyaux
72	30	ouvertures v	ouvertures u
»	27	$l'ut_0$	$l'ut-_2$
77	19	$l'ut_0$	$l'ut-_2$
81	14	(*fig.* 77)	(*fig.* 80)
»	30	(*fig.* 77 et 78)	(*fig.* 80 et 81)
85	4	(*fig.* 168)	(*fig.* 68)
86	3	les lignes 0, 3, 5, 7	les lignes 0, 2, 5, 7
87	5	2, 3, 5	1, 3, 5
»	9	1, 3, 5	0. 2, 5
»	20	3' et 5'	2' et 5'
»	28	(*fig.* 70 et 71)	(*fig.* 70 et 72)
92	32	doivent passer	doivent passer (*fig.* 112)
101	7	(*fig.* 29)	(*fig.* 94)
111	18	formé en f'	formé en f
133	14	ovale (*fig.* 98)	ovale (*fig.* 98 et 99)
136	9	de métal m	de métal m'
142	27	*fig.* 147	*fig.* 137
154	25	symétrique de b	symétrique de b'
168	6	deux fois 45° 35'	deux fois 48° 35'
173	26	$b\,c\,l'$	$o\,c\,o'$
174	10	$-b'\,c\,e$	$-b'\,c\,o$
»	19	ct $b = \frac{g}{1}$	et $b = \frac{g}{2}$
191	20	convergent	divergent.
192	25	soient s' et t	soient s' et t'
193	4	tang. $x' = \frac{ad}{b}$	tang. $x' = \frac{ad}{b'}$;
»	9	$\frac{b'(m'-m)}{m(b'-b')} =$	$\frac{b(m'-m)}{m(b-b')} =$
195	29	lampe d'argent	lampe d'Argant
224	30	(tableau de la page 222)	(tableau de la page 220)
225	15	de crown s'	de crown s
245	11	de er';	de pr';
246	12 à 14	t'	c'
260	12	ff derrière l'objectif	$f+f'$ derrière l'objectif
»	25	l'angle $ta'p$	l'angle tap
328	19	$\frac{\sqrt{m\,\lambda\,n}}{e}$	$\frac{\sqrt{m\,\lambda\,n}}{\sqrt{e}}$
335	3	(*fig.* 103)	(*fig.* 296)
»	9	ligne aa'	ligne ax
»	24	*fig.* 103)	(*fig.* 293 et 296)
»	32	ex (*fig.* 304)	ax (*fig.* 297)
»	33	section bac	section bdc
»	34	côté ab	côté db
336	2	dcp	acp
349	14	et n° 1.5484	et $n = 1.5484$
366	19	$= t\,(1-2 \sin a)$	$= t\,(1-2 \sin^2 . a')$
367	9	tang $a' =$ tang. $a^{-1} \frac{(\ldots}{(\ldots}$	tang. $a^n =$ tang. $a^{n-1} \frac{(\ldots}{(\ldots}$
383	18	suivant cb	suivant cd

PAGES.	LIGNES.	AU LIEU DE	LISEZ
383	20	$=f_e+e'$ polarisé suivant cb'	$=f_e+é$ polarisé suivant cd'
383	24	cb et cb'	cd et cd'
385	3	cb	cd
»	4	cb' prolongement de cb	cd' prolongement de cd
388	dernière.	$c+é=$	$e-é=$
397	22	(*fig.* 333 a)	(*fig.* 333 b)
402	1	intensité 1/3	intensité 1/2
421	15	2π (cos.....	$\frac{e'}{2\pi}$ (cos.....
439	4	dans l'enceinte à 8°	dans l'enceinte à 80°
440	25	$v = ma^{\theta}(at-1)$	$v = ma^{\theta}(a^{t}-1)$
»	32	$v=(m+2\,nz)$, log. b.	$v=t\,(m+2\,nz)$. log. b.
441	3	$a\ =1,165$	$a^{20}=1,165$
»	28	$v=ma\theta\ l'a.t,$	$v = ma^{\theta}\ l'at,$
444	8	$ma^{t+\theta}-m\,(1-k)\,a^{t}-mka^{s}$	$ma^{t+\theta}-m\,(1-k)\,a^{\theta}-mka^{s}$
»	11	$a^{t}=1+k\,(a^{s}-1)$	$a^{t}=1+k\,(a^{s-\theta}-1)$
463	10	$mc=m'c$	$mc=m_1\,c_1$
»	16	m,m,a,b	$m,\ m',\ a,\ b,$
464	33	la température	r la température
467	4	$\frac{c}{c}$	$\frac{c}{c'}$
»	6	la pression	la capacité
470	3 et 5	$\frac{n'2\,l'_2}{n2\,l_2}$	$\frac{n'^2\,l'^2}{n^2\,l^2}$
483	tableau.	scarabée...5,0	scarabée...25,0
487	4	poses	poles
503	6	353	365
585	13	mesure	mercure
656	21	$d^2\left(1-2\,\frac{\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot}{\cdot\cdot\cdot}\right.$	$d^2\left(1+2\,\frac{\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot}{\cdot\cdot\cdot}\right.$
659	colonne i'	64 28 10	54 28 10

DÉCLINAISONS MAGNÉTIQUES, D'APRÈS LA CARTE DE M. DUPERREY.

(HÉMISPHÈRE ORIENTAL.)

	0		10		20		30		40		50		60		70		80		90		100		110		120		130		140		150		160		170		180	
80	29 7	20 7	24 0 23 2	17 3 19 0	10 2 16 0	12 5	9 3	6 0	2 8	1-0	4-0	5-3	7-0	8-4	10-2	11-0	12-0	12-7	14-0	14-7	14-5	11-5	14-5	16-5	15-8	18-0	20-3	23-0	25-5	27-7	31-0	33-5	37-0	38-0	40-5	42-7	47-0	80
70	29 0 26 8	20 4 21 7	20 0 19 0	17 5 14 8	14 8 12 1	10 5 8 5	6 5 4 5	2 2 2 5	1-7 0-3	3-8 3-5	8-0 6-2	9-3 8-1	10-5 10-0	11-5 11-8	12-8 12-5	13-8 12-5	14-0 12-8	13-7 11-8	12-8 10-5	10-2 7-7	8-0 5-0	7-4 4-6	6-0 0 2	4-0 1 5	3-3 7 4	5-0 8 1	8-5 3 0	11-0 1 0	13-5 1-3	16-0 3-8	18-0 9-3	19-8 11-8	21-8 15-4	24-0 17-0	28-5 19-5	29-5 21-3	50-8 23-4	70
60	24 8 24 3	21 8 21 3	18 8 18 3	16 5 14 9	13 5 12 0	10 7 8 9	6 8 6 8	3 5 4 5	1 8 2 4	1-3 0-0	4-8 3-8	7-3 5-5	9-8 8-2	11-6 9-2	12-0 10-0	12-3 11-0	11-7 9-8	10 0 8-7	8-3 6-8	6-0 5-0	3-6 3-2	1-2 1-3	0 3 0-2	1 6 1 4	2 2 3 0	3 0 3 0	3 5 3 3	2 3 2 3	1 2 1 8	0-2 0-3	3-4 1-9	6-1 4-3	9-3 7-4	12-7 9-8	15-3 12-3	17-8 15-2	20-9 23-3	60
50	25 8 23 3	22 1 19 8	17 8 18 0	14 7 16 0	12 0 13 7	9 0 11 2	7 2 8 8	4 8 6 5	2 5 4 2	0-0 1 5	2-1 0 2	4-2 1-7	6-1 3-4	7-8 4-8	9-3 6-2	9-6 8-2	9-2 3-5	8-3 5-3	6-2 4-7	4-5 4-8	3-3 2-5	1-7 1-2	0-1 0 4	1 6 1 7	2 8 2 5	2 6 1 7	2 2 0 8	0 8 0 0	0-1 0-5	1-6 1-8	3-3 3-5	5-0 5-3	7-3 7-3	9-8 9-7	12-1 12-2	15-3 13-9	17-4 16-1	50
40	21 8 20 6	19 8 18 8	17 8 18 0	16 4 16 4	14 4 14 7	12 1 12 5	9 8 10 4	7 2 8 0	5 0 5 9	2 5 3 7	0 8 2 4	0-5 1 1	1-8 0-3	3-8 1-2	3-9 2-2	3-9 2-4	3-7 2-7	3-8 2-8	3-6 3-0	3-4 2-9	2-8 2-3	1-3 1-3	0 3 0 3	0 5 0-3	0 5 0-6	0 0 0-8	0-5 1-2	1-2 1-9	1-5 2-6	3-0 3-5	4-8 5-1	6-7 6-6	8-4 8-2	10-0 9-8	11-3 11-3	12-4 12-5	14-3 14-3	40
30	19 0 19 1	18 3 17 3	17 3 16 0	16 0 14 7	14 8 13 3	12 8 12 0	10 8 11 1	8 4 9 6	6 2 7 8	3 9 5 6	2 5 4 0	1 1 2 7	0-3 1 8	1-2 0 4	2-3 0-8	2-5 1-0	2-8 1-2	2-9 1-5	3-0 1-5	2-8 1-5	2-4 1-3	1-3 1-2	0-3 1-0	0-3 1-3	0-6 1-7	0-9 1-6	1-2 1-6	2-0 2-4	2-7 3-3	3-7 4-5	5-3 5-5	6-8 6-8	8-5 8-2	10-1 9-8	11-7 10-7	12-8 11-5	13-2 12-5	30
20	19 7 19 3	17 8 17 8	16 5 16 5	15 0 15 2	13 7 14 2	12 3 13 0	11 4 11 8	10 3 10 3	8 0 8 4	5 8 6 1	4 1 4 3	2 8 2 5	1 8 1 2	0 5 1 5	0-8 0-2	1-0 0-7	1-2 1-0	1-5 1-6	1-5 2-1	1-5 2-1	1-3 2-1	1-2 1-1	1-1 1-5	1-3 1-2	1-7 1-7	1-6 1-8	1-6 1-8	2-5 2-7	3-3 3-4	4-6 4-5	5-8 5-7	7-0 7-1	8-4 8-3	10-0 9-8	10-8 11-0	11-7 12-0	12-3 12-5	20
10	19 0 19 3	18 3 18 7	17 0 17 6	15 6 16 8	14 5 15 2	13 4 13 5	12 1 12 1	10 6 10 2	8 7 8 7	6 3 7 3	4 3 5 6	2 7 4 0	1 9 1 4	1 5 0 9	0-2 0-0	0-7 0-5	1-1 1-4	1-7 2-0	2-2 2-8	2-2 2-2	2-1 1-4	1-3 0-8	1-5 0-4	1-2 0-3	1-7 0-3	1-8 0-8	1-9 1-5	2-8 2-2	3-5 3-0	4-6 4-4	5-8 5-3	7-3 7-2	8-5 9-2	10-0 9-8	11-2 10-1	11-8 10-5	11-7 11-1	10
00	19 6 19 3	18 9 18 5	17 9 17 5	17 0 17 3	15 7 16 5	14 0 14 8	12 3 13 2	10 5 12 3	8 9 10 5	7 3 8 8	5 8 6 8	4 2 4 5	2 0 2 3	0 9 1 4	0-0 0-5	0-5 0-2	1-5 0-3	2-0 1-7	2-9 3-1	2-2 2-0	1-4 1-0	0-8 0-7	0-4 0-3	0-3 0-3	0-3 0-2	0-8 1-1	1-5 1-5	2-3 2-3	3-1 3-2	4-5 4-0	5-5 4-7	7-5 6-4	9-5 8-4	9-9 8-5	10-2 8-6	10-5 9-8	10-2 10-2	00
10	19 0 19 5	18 8 20 1	17 9 19 9	17 4 20 2	17 0 19 4	15 2 18 8	13 8 17 1	12 4 16 3	11 3 13 8	9 0 11 3	7 5 8 8	4 8 7 3	2 8 4 3	1 5 2 5	0 5 0 1	0-2 0 7	0-3 0-0	1-7 0-4	3-1 2-0	1-9 2-3	1-0 2-5	0-7 1-3	0-3 1-0	0-3 0-5	0-3 0-3	1-1 1-0	1-5 2-0	2-3 7-0	3-4 4-3	4-0 5-3	5-0 6-1	6-6 7-3	8-4 8-6	8-6 9-5	9-7 10-3	9-9 10-7	10-3 10-4	10
20	19 3 18 8	21 3 20 8	22 0 22 3	22 0 22 5	21 0 22 5	20 3 21 7	19 4 21 7	18 6 21 5	16 4 19 8	14 5 18 7	12 0 16 2	9 6 13 6	6 8 11 4	5 6 11 0	4 4 8 3	3 0 7 2	1 0 5 3	0 8 5 5	0 3 4 9	0 5 3 3	0 5 2 6	0 1 1 7	1-5 0 9	0-5 1 1	0-3 1 0	1-0 0 3	2-0 0-8	3-1 2-8	4-4 4-9	5-5 6-8	6-7 8-2	7-4 9-1	8-8 9-7	9-7 10-2	10-3 10-0	10-8 9-5	11-1 9-8	20
30	18 6 19 2	21 5 21 3	22 9 23 0	22 9 24 3	22 9 24 8	23 3 25 0	22 9 25 3	23 6 25 3	22 5 23 9	21 8 23 0	20 3 21 5	18 8 19 3	15 2 17 5	14 9 17 5	13 8 16 3	12 5 14 6	10 7 13 7	8 3 13 0	8 3 12 5	8 8 11 5	7 0 9 5	4 1 7 5	3 0 5 5	1 9 4 3	1 8 2 2	1 3 1 4	0 3 0 3	0-8 2-5	2-8 4-7	5-1 7-2	7-0 9-0	8-3 11-1	9-2 11-1	9-8 11-8	10-3 10-8	9-9 10-5	9-4 11-5	30
40	18 0 17 0	19 6 20 2	22 3 22 5	24 5 24 4	25 8 25 8	26 5 26 9	27 1 27 8	27 8 28 2	26 5 30 1	25 0 28 2	23 2 27 0	23 5 26 1	22 0 25 1	22 0 23 8	20 7 22 7	19 2 21 7	18 5 20 9	17 5 20 2	17 0 19 5	14 1 19 5	12 3 16 5	10 7 13 5	8 8 11 2	6 3 8 3	3 2 5 1	1 8 2 2	0 8 0-3	2-5 2-5	5-2 5-0	7-2 7-3	9-7 10-6	11-8 12-8	13-0 13-4	13-5 13-7	12-8 13-5	12-5 13-2	12-2 13-3	40
50	16 7 15 3	19 6 18 7	22 0 21 3	24 0 23 8	26 2 26 3	28 0 28 8	28 2 29 8	30 3 31 0	29 8 31 8	29 8 32 0	29 4 32 0	28 8 30 8	29 2 31 8	28 0 31 8	26 5 31 8	24 8 31 0	23 3 29 8	23 6 28 8	22 5 27 0	21 2 26 1	19 4 24 3	15 8 21 7	13 3 18 0	9 6 12 2	6 6 8 2	3 3 4 7	0 3 0 8	2-4 1-7	5-4 5-3	8-0 9-3	11-0 14-0	12-8 15-1	14-0 16-5	14-2 16-7	14-5 15-2	14-8 15-8	15-0 15-8	50
60	14 7 15 3	18 0 18 0	20 8 20 1	23 3 22 0	25 3 24 0	27 5 26 7	29 5 29 0	31 5 32 2	32 8 33 8	33 3 36 8	34 0 37 4	34 1 38 2	34 4 39 3	36 8 39 7	35 5 40 7	34 8 38 8	35 8 39 5	34 2 38 4	32 0 37 3	31 0 36 3	26 8 35 0	24 3 31 0	21 4 27 3	17 0 22 3	12 3 17 0	7 8 11 2	2 0 4 5	1-2 1-3	5-2 5-8	10-5 12-0	14-7 16-5	17-0 18-5	17-8 19-5	18-3 19-5	18-1 19-5	17-8 20-5	17-2 19-2	60
70	13 3 12 7	16 7 16 7	19 5 18 8	21 8 21 5	21 2 23 5	27 3 25 8	30 5 28 5	32 8 33 5	34 8 35 0	37 9 36 2	38 2 34 3	39 0 39 3	41 7 39 5	42 3 40 3	43 3 42 5	45 0 43 5	44 5 43 6	44 3 47 5	44 0 48 0	43 8 51 3	42 3 50 3	37 5 46 8	34 4 44 2	28 0 40 3	22 8 32 0	15 0 24 3	6 5 12 5	1-3 0-8	8-8 14-5	16-3 23-7	21-1 31-7	23-1 35-3	24-6 37-0	28-2 39-0	28-2 39-0	26-8 39-5	26-5 38-8	70
	11 0	15 0	17 5	19 8	22 5	25 0	27 2	30 7	33 2	35 3	36 8	38 3	40 2	42 0	42 5	47 0	50 5	53 3	53 7	56 0	59 0	68 0	68 0	67 5	66 5	61 0	46 0	Pôle	46-0	56-0	67-0	66-5	65-0	62-0	61-0	57-0	58-0	
	0		10		20		30		40		50		60		70		80		90		100		110		120		130		140		150		160		170		180	

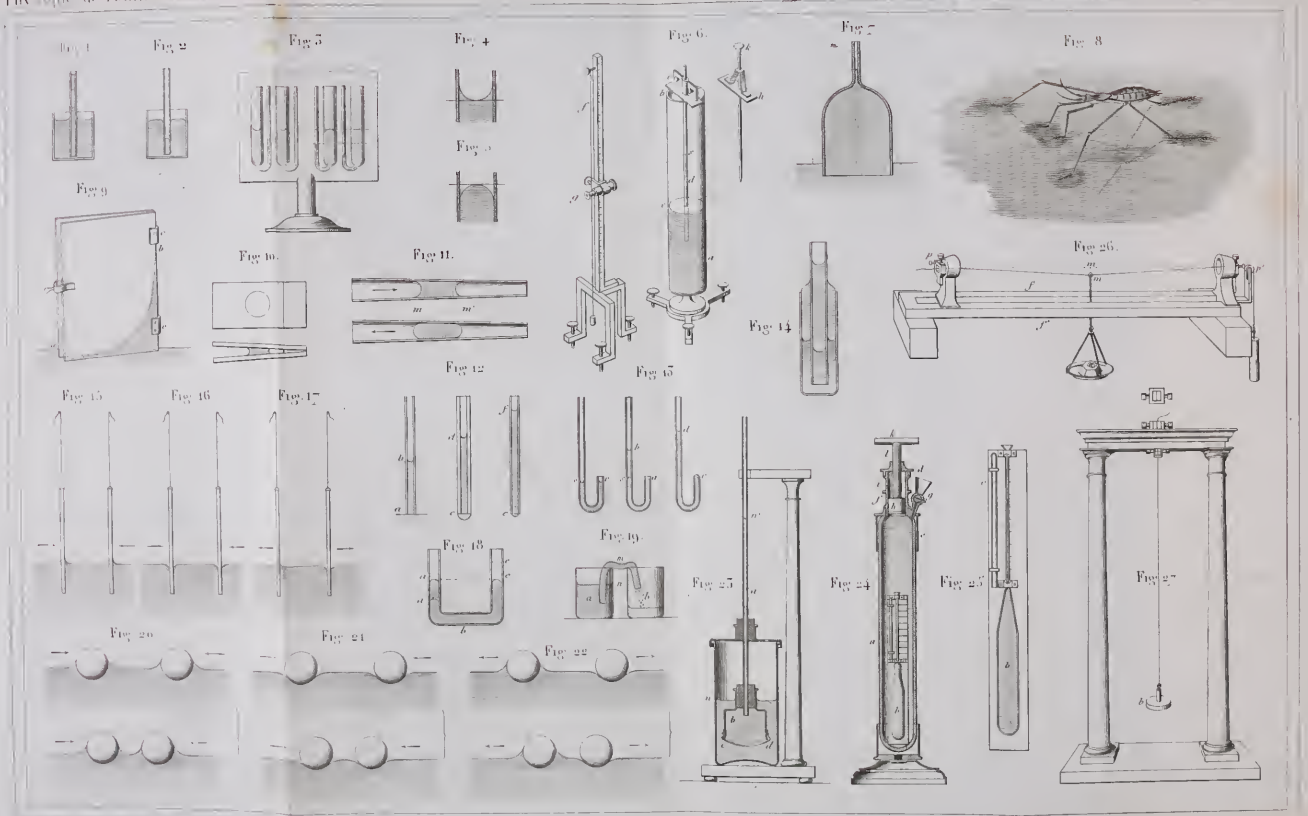
NOTA. Partout le dernier chiffre exprime des dixièmes de degré : pour les déclinaisons *occidentales*, il est séparé par un *blanc*; pour les déclinaisons *orientales*, il est séparé par un *trait*.

DÉCLINAISONS MAGNÉTIQUES, D'APRÈS LA CARTE DE M. DUPERREY.

(HÉMISPHÈRE OCCIDENTAL.)

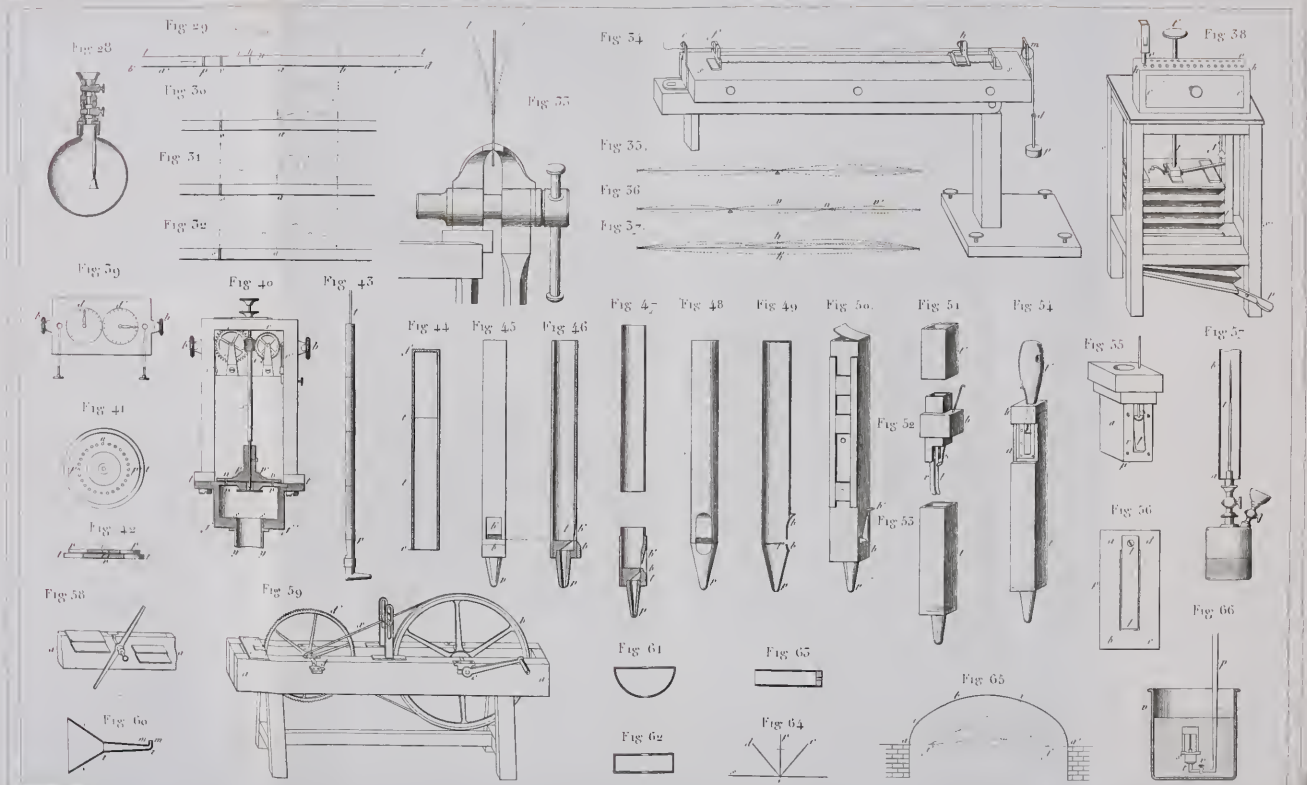
	180		170		160		150		140		130		120		110		100		90		80		70		60		50		40		30		20		10		0	
80	47-0	51-3	57-8	65-2	72-0	77-3	90-0	93-5	101-	110-	111-	127-	140-	151-	162-	178-	168	162	150	134	123	117	111	101	90 0	76 0	71 5	69 7	67 0	64 5	62 0	51 0	46 5	41 8	39 3	35 0	29 7	80
70	30-8 23-4	33-3 26-8	37-0 28-8	45-0 32-5	45-3 37-3	46-5 40-5	49-0 43-5	53-5 45-5	60-0 47-5	73-0 48-3	77-0 53-4	83-0 57-2	109- 58-5	123- 61-8	138- 62-2	171- 61-5	175 pôle.	150 90 0	134 89 0	117 87 5	108 84 0	100 81 0	94 0 76 3	90 0 74 3	83 5 71 0	76 5 67 8	68 5 63 8	65 0 61 2	60 0 57 0	55 0 52 5	51 5 47 6	49 0 45 0	45 5 41 7	42 0 37 8	37 0 33 8	35 0 30 3	29 0 26 8	70
60	20-9 23-3	22-2 21-7	21-5 23-8	27-0 24-2	30-2 25-8	33-2 27-2	35-1 29-1	37-5 30-1	38-9 31-2	41-0 31-3	40-0 31-6	39-5 32-8	39-3 32-7	36-5 28-8	32-1 21-8	22-5 20-8	12-0 14-8	8 0 7-0	30 5 3 2	49 8 18 3	53 8 32 3	58 8 38 3	58 6 45 0	57 6 48 3	55 3 47 8	55 2 46 3	53 7 45 0	51 7 44 0	48 9 42 6	46 8 42 8	44 6 40 0	41 5 39 0	38 7 36 3	35 5 32 5	32 4 30 2	28 0 28 0	24 8 24 3	60
50	17-4 16-1	19-8 18-8	21-3 19-2	21-8 20-8	23-7 21-1	24-0 22-2	25-3 21-8	25-1 22-8	26-7 22-1	26-6 22-3	29-7 21-8	27-9 21-7	25-8 20-5	23-2 23-1	21-5 17-1	18-8 16-4	14-8 12-7	7-8 7-7	3 3 2-5	7 8 2 8	15 8 6 0	25 3 12 7	29 6 19 2	33 8 24 8	37 7 28 0	36 5 26 5	36 8 29 2	38 3 29 5	36 5 31 3	35 8 30 8	35 7 30 1	33 8 30 0	31 9 28 1	30 5 27 8	28 8 25 6	27 2 24 4	25 8 23 3	50
40	14 3 14-3	15-2 15-0	17-0 17-0	18-5 17-0	19-3 17-3	19-2 17-0	18-9 16-5	19-7 16-0	19-2 16-3	18-8 16-2	19-0 17-2	18-8 16-7	18-3 16-4	18-0 15-0	16-7 13-3	14-0 11-0	10-8 9-1	7-8 7-0	4-3 5-2	1-2 3-3	3 3 0-8	5 3 3 1	11 2 5 9	16 2 9 3	19 8 12 3	21 7 16 3	23 5 19 0	24 3 19 5	23 5 19 8	23 9 21 5	25 4 22 2	25 0 22 8	25 5 24 0	24 5 24 0	24 8 23 9	23 3 21 5	21 8 20 6	40
30	13-2 12-5	13-8 13-2	14-4 14-0	14-4 14-1	14-5 13-5	14-7 13-1	14-5 12-4	13-8 12-1	14-0 11-3	14-0 11-1	13-8 11-2	14-4 10-4	13-2 10-5	12-2 11-0	11-0 10-3	10-0 9-3	8-9 8-3	7-4 7-6	6-6 6-7	6-0 5-8	2-5 3-9	0 0 2-2	1 7 0 3	4 0 2 2	7 3 3 7	10 8 5 9	14 2 7 9	15 2 12 7	17 3 14 6	17 7 16 0	19 2 18 3	22 2 19 5	22 8 21 8	22 5 22 3	21 8 20 5	20 8 20 0	19 0 19 1	30
20	12-3 12-5	12-7 12-0	12-2 11-5	11-8 11-0	11-0 10-4	10-8 10-5	10-4 10-0	10-4 9-2	9-5 7-7	9-0 7-0	9-0 7-0	9-6 7-7	9-7 7-7	9-6 8-1	9-3 8-7	8-3 8-8	8-1 8-8	7-9 8-6	6-9 7-5	6-0 7-2	5-0 6-2	3-8 5-7	2-2 4-0	0-3 2-5	0 6 1-2	2 7 0 6	5 8 1 7	8 3 4 7	10 2 6 7	12 8 10 8	16 5 14 6	18 4 17 3	20 0 19 0	20 6 19 6	21 0 19 8	19 9 19 8	19 7 19 3	20
10	11-7 11-1	11-3 9-2	10-6 8-1	10-0 7-7	9-2 7-6	9-3 7-3	9-1 7-2	8-0 6-4	6-9 5-3	6-3 5-1	6-0 5-0	5-8 4-8	6-2 4-8	7-2 5-0	7-0 5-1	8-2 6-0	8-4 7-1	8-1 7-8	7-8 8-2	7-5 8-1	7-0 7-3	5-8 6-3	4-2 5-0	3-1 3-7	2-0 2-3	0-7 1-6	0 7 0-5	3 4 1 7	5 4 4 8	9 7 8 5	13 7 11 6	16 5 15 0	18 2 16 8	19 4 18 0	19 5 18 8	19 5 19 3	19 0 19 3	10
00	10-2 10-2	9-0 9-4	8-0 9-0	7-7 8-3	7-6 7-0	7-3 6-5	7-2 5-7	6-3 5-8	5-3 5-6	5-1 5-6	5-0 4-5	4-8 4-4	4-8 4-5	5-0 5-0	5-2 5-8	6-0 6-7	7-2 7-8	7-9 9-1	8-1 10-0	8-0 10-8	7-2 9-7	6-2 9-0	4-8 8-0	3-5 6-2	2-3 5-0	1-5 4-0	0-5 3-1	1 6 0 3	4 5 3 9	7 9 7 0	11 5 10 7	14 3 13 1	16 3 15 8	17 5 17 3	18 5 18 8	19 1 19 0	19 6 19 3	0
10	10-3 10-4	9-3 9-5	8-9 8-9	8-2 8-1	7-3 7-1	6-5 6-5	5-6 6-2	5-8 6-0	5-8 5-8	5-5 5-5	4-5 5-1	4-3 5-8	4-5 6-0	5-1 6-5	5-8 6-3	6-8 7-3	8-0 8-1	9-3 9-4	10-1 10-7	10-7 10-6	9-7 9-9	9-2 9-8	8-5 9-4	7-4 7-9	6-6 6-4	4-7 4-7	3-1 3-3	0-1 0-1	3 1 3 3	6 7 5 1	10 3 8 5	12 6 11 0	15 2 13 8	1 68 15 8	18 5 17 3	18 9 18 5	19 0 19 5	10
20	11-1 9-8	9-8 9-8	8-8 9-3	8-0 8-7	7-5 8-5	7-1 8-1	6-5 6-8	6-0 6-4	5-8 5-8	5-5 5-5	5-2 5-5	5-5 6-0	6-0 6-3	6-5 6-6	6-9 7-2	7-5 7-8	8-3 9-3	9-6 10-8	10-6 11-3	10-5 11-5	11-1 11-5	10-7 11-4	10-0 10-8	8-8 9-0	7-3 7-2	5-7 5-9	4-0 4-5	1-2 2-6	1 9 0-3	4 8 2 8	7 4 5 3	9 7 8 1	12 3 10 6	14 4 13 1	16 3 15 2	18 0 17 2	19 3 18 8	20
30	9-9 11-5	10-1 11-1	9-9 10-8	9-1 9-8	8-7 9-0	8-1 8-2	7-3 8-0	6-9 7-5	6-4 7-2	6-3 6-8	6-5 6-8	6-8 7-0	7-0 7-0	7-0 7-3	7-3 8-3	8-3 9-3	9-8 11-2	11-2 11-7	12-4 12-8	13-3 14-1	13-7 14-8	14-0 14-7	12-3 13-5	10-6 12-3	8-6 10-5	7-3 9-1	5-2 7-2	3-3 4-8	1-0 1-9	2 2 0 4	5 0 3 4	7 6 6 7	9 8 8 5	12 2 11 0	14 2 13 3	16 5 16 3	18 6 19 2	30
40	12-2 13-3	13-0 13-0	12-1 12-0	11-3 11-0	11-0 10-3	10-6 9-4	9-2 8-8	8-8 8-2	8-3 8-0	7-8 7-8	7-2 7-6	7-1 7-5	8-1 8-2	8-5 8-7	9-8 9-9	10-5 11-1	11-8 13-1	13-0 14-2	14-3 15-5	15-8 16-3	16-0 17-1	16-0 17-6	15-6 18-0	15-4 17-2	13-5 15-2	11-7 13-3	8-7 10-6	6-3 8-0	3-8 5-0	0-8 2-0	2 1 0 8	4 9 3 8	7 6 6 3	12 5 9 0	12 1 11 8	15 0 14 2	18 0 17 0	40
50	15-0 15-8	14-3 15-3	13-5 15-3	12-4 13-8	11-1 12-2	9-8 11-0	9-2 10-3	8-5 10-0	8-5 9-9	8-5 9-6	8-0 9-1	8-2 9-8	9-2 10-7	10-0 12-1	10-6 13-1	12-3 14-2	13-8 15-5	15-4 17-5	16-8 19-0	17-8 20-1	18-4 21-4	19-5 22-6	20-5 20-8	18-0 18-8	16-1 17-0	14-0 15-7	11-7 13-7	9-3 11-8	7-2 9-7	3-8 6-8	1-2 3-8	1 6 0-4	4 8 2 7	8 0 6 0	11 0 9 3	13 9 12 5	16 7 15 3	50
60	17-2 19-3	16-8 19-3	16-2 17-3	14-5 16-8	12-7 14-5	11-6 14-8	11-1 14-0	10-5 12-5	10-4 12-5	9-8 12-1	10-2 12-1	11-0 12-8	12-3 14-8	13-1 16-8	14-3 17-7	15-8 19-5	18-1 21-5	19-8 23-0	20-8 23-0	22-5 24-7	23-3 25-5	23-0 24-8	21-3 24-3	19-7 23-7	18-3 20-7	16-8 19-3	15-3 18-1	14-0 17-0	11-0 12-2	8-2 9-0	5-2 5-3	2-3 2-0	0 5 1 3	4 3 4 6	8 0 8 0	11 8 11 3	14 7 15 3	60
70	26-5 38-8	25-5 38-5	27-2 37-3	25-1 35-2	24-8 35-0	24-5 32-5	22-0 31-1	20-0 31-8	18-5 29-3	17-8 28-3	18-5 27-0	19-8 28-2	21-5 26-7	22-5 27-3	22-0 28-5	23-3 28-7	25-3 30-2	27-0 31-2	28-8 31-2	28-2 30-5	27-5 29-2	27-0 29-0	26-2 26-5	24-3 25-3	23-2 23-0	22-1 21-7	21-0 19-7	17-2 17-3	14-3 14-1	11-3 12-1	8-1 8-8	4-8 5-8	1-3 2-8	2 4 1 0	6 0 5 3	9 8 9 3	13 3 12 7	70
	58-0	56-0	54-5	53-5	49-0	46-5	44-5	42-0	37-0	36-0	35-0	34-0	33-0	32-3	32-0	32-0	32-0	31-3	30-8	30-0	29-3	28-0	26-0	25-0	22-8	20-5	18-5	16-3	14-5	12-3	10-3	7-5	4-0	0-0	3 3	7 0	11 0	
	180		170		160		150		140		130		120		110		100		90		80		70		60		50		40		30		20		10		0	

NOTA. Partout le dernier chiffre exprime des dixièmes de degré : pour les déclinaisons *occidentales*, il est séparé par un *blanc*; et pour les déclinaisons *orientales*, il est séparé par un *trait*.

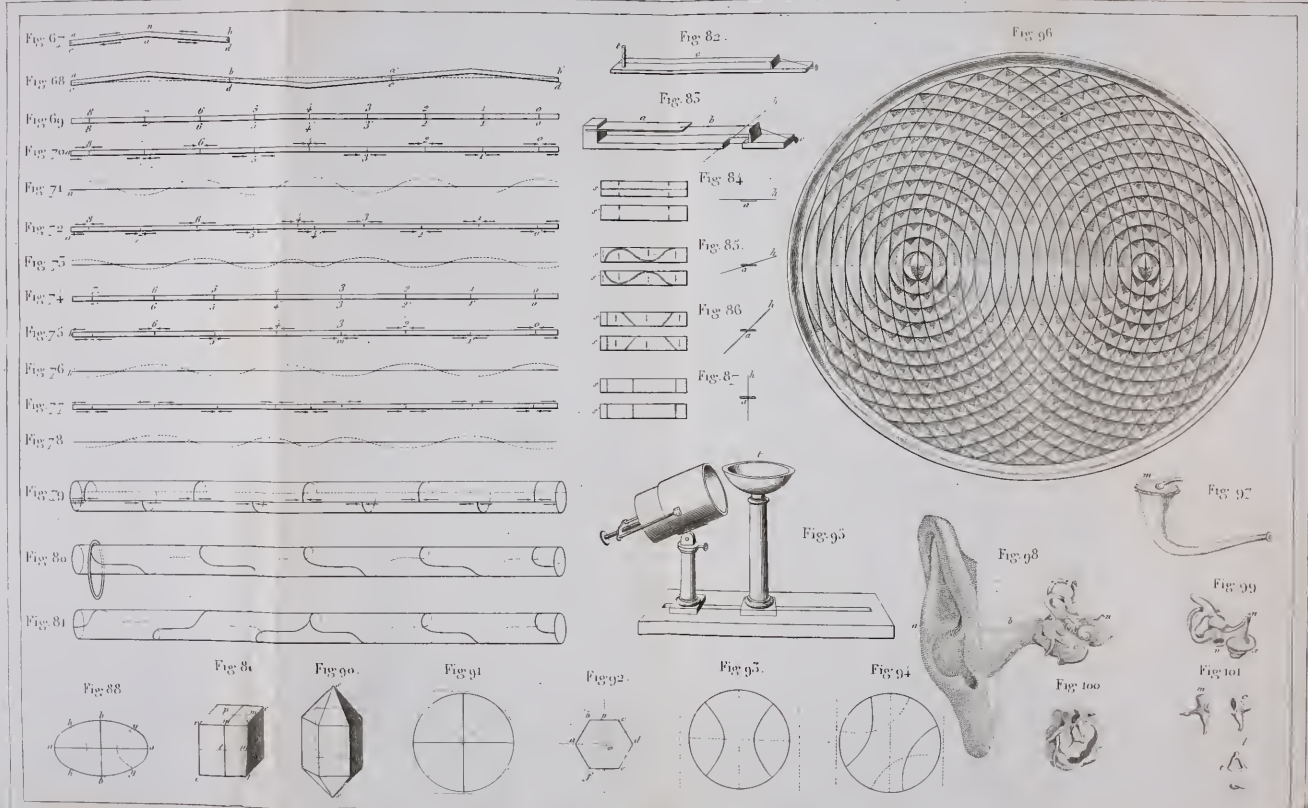


Silbermann del.

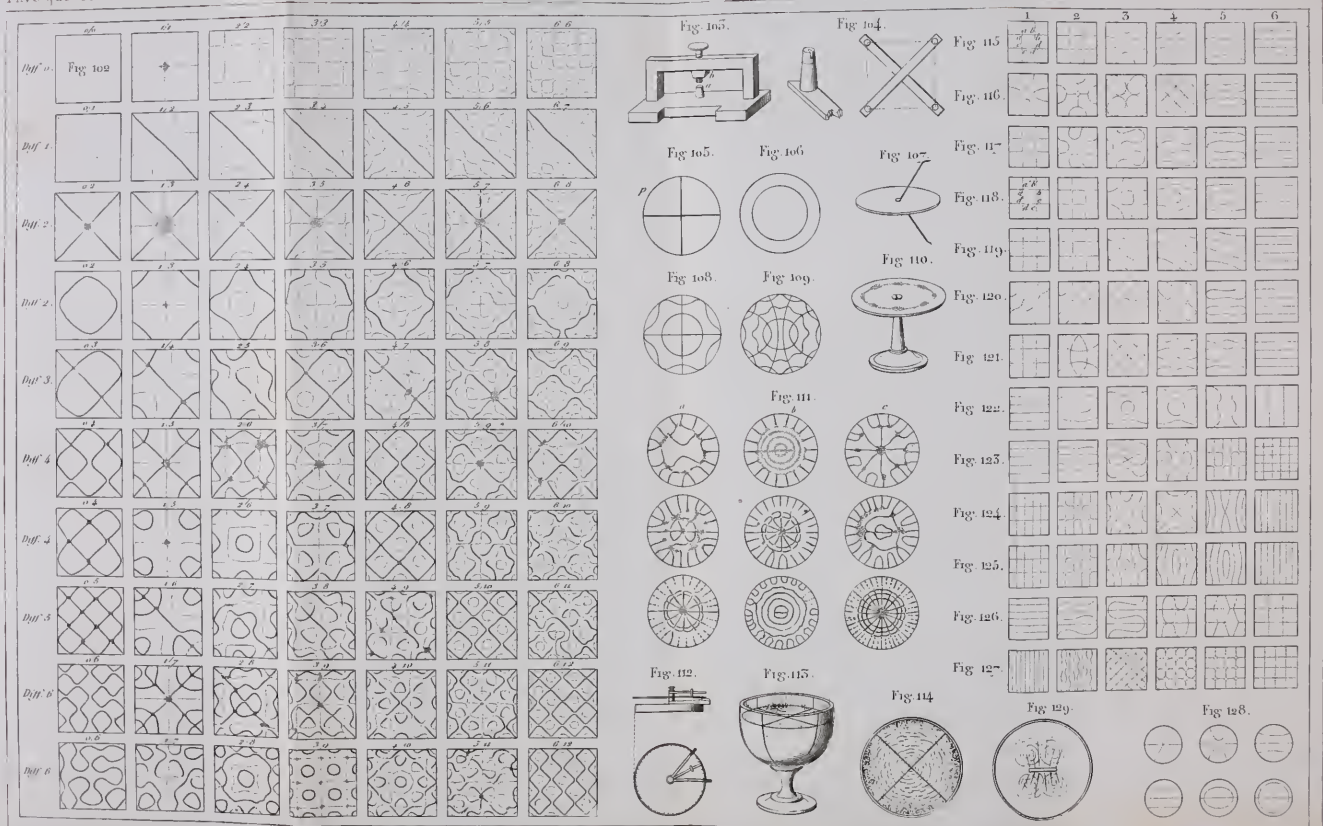
Ve Le Blanc sculp.



Dessiné par J. L. Silbermann



Silbermann del. V. Le Blanc sculp.



J. P. Silbermann del.

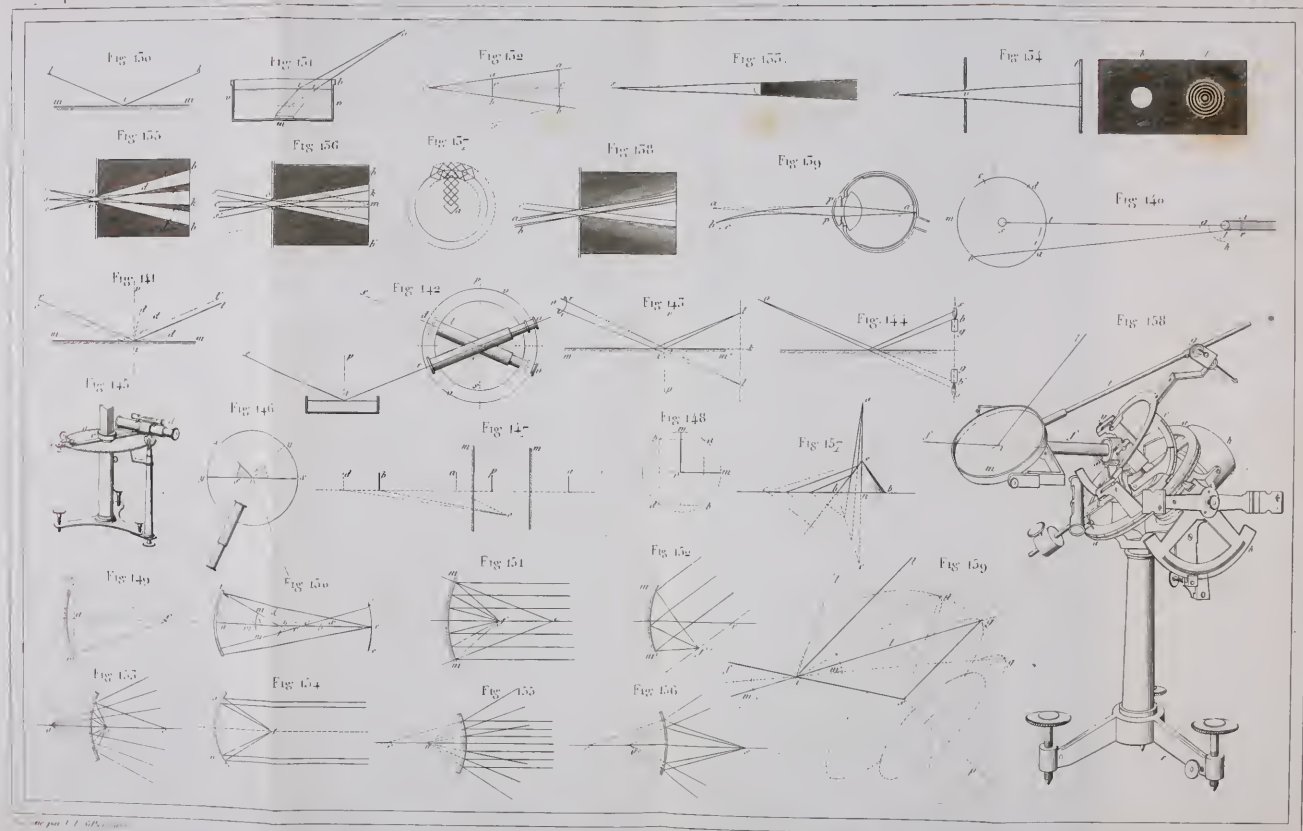
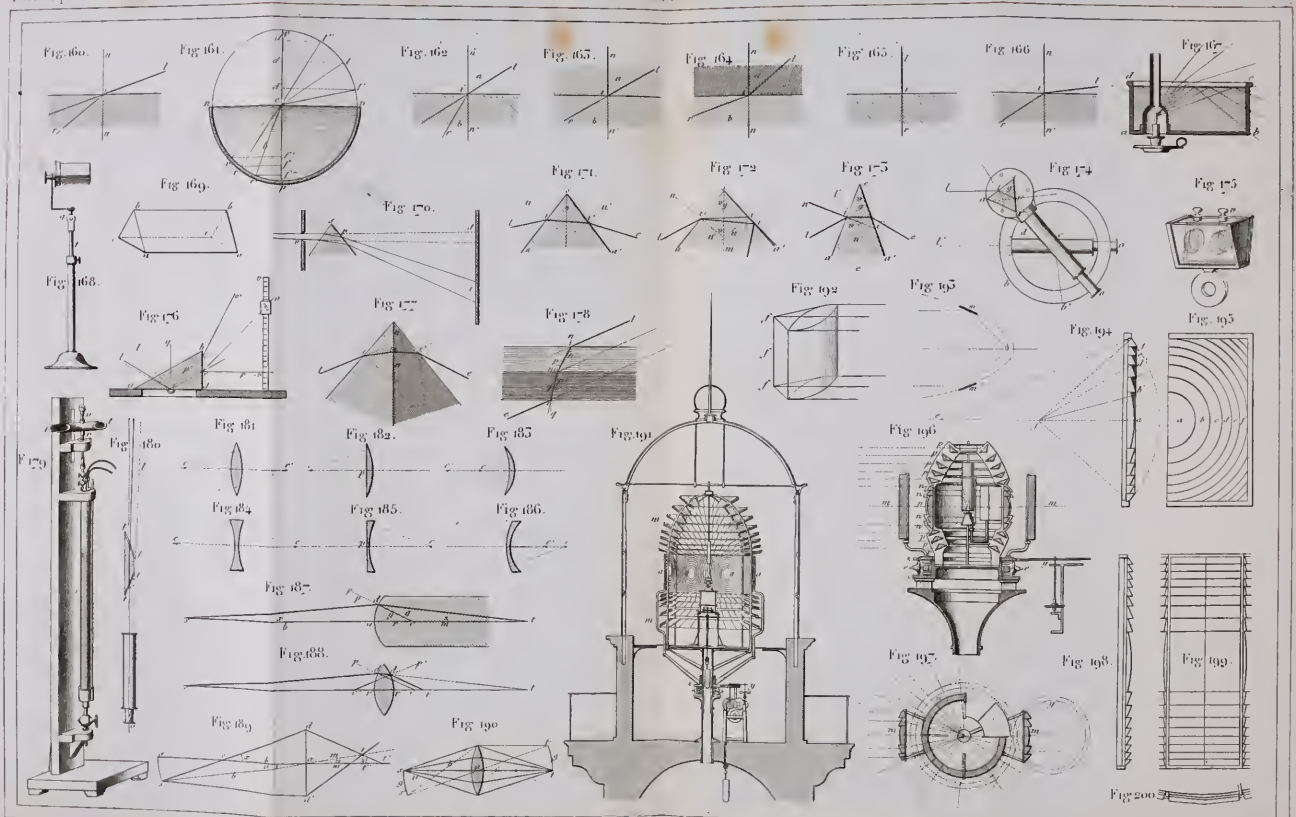
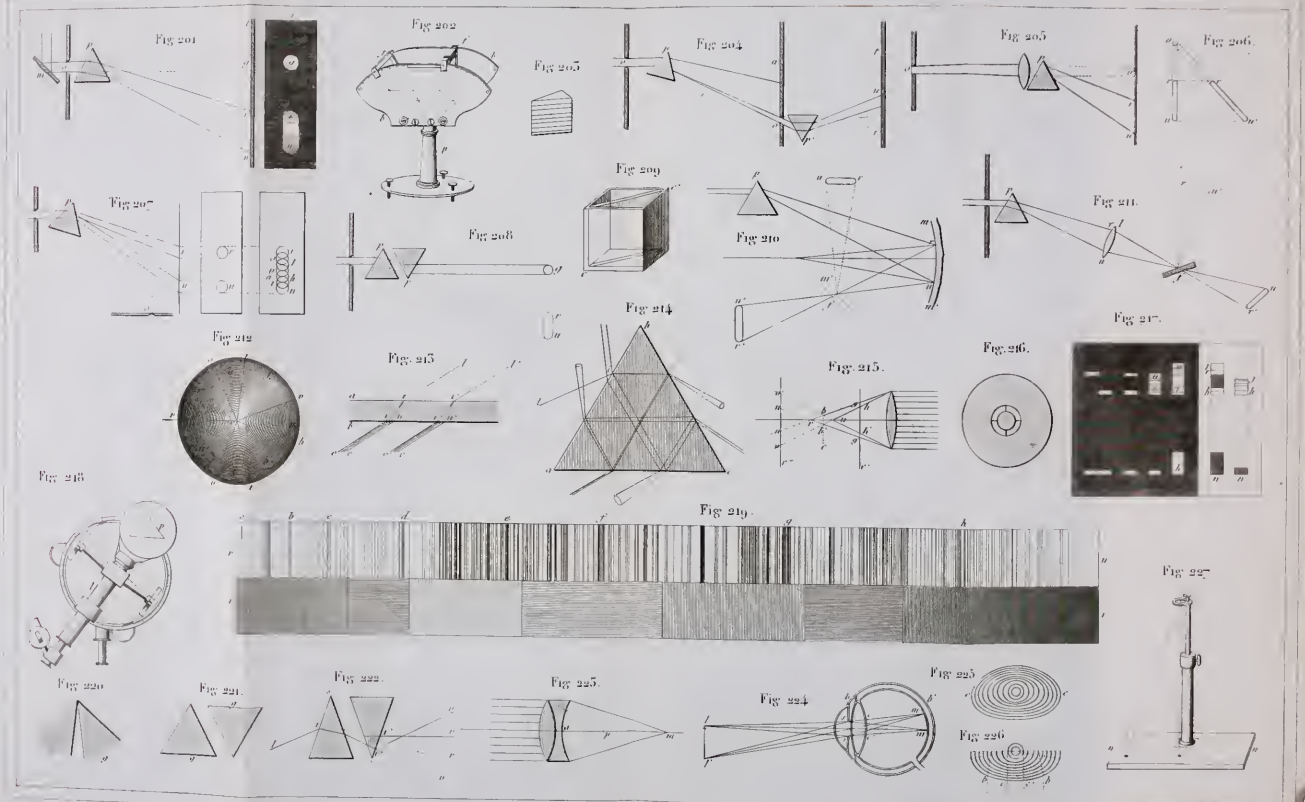


Fig 150
Fig 151
Fig 152
Fig 153
Fig 154
Fig 155
Fig 156
Fig 157
Fig 158
Fig 159
Fig 140
Fig 141
Fig 142
Fig 143
Fig 144
Fig 145
Fig 146
Fig 147
Fig 148
Fig 157
Fig 158
Fig 149
Fig 150
Fig 151
Fig 152
Fig 159
Fig 153
Fig 154
Fig 155
Fig 156



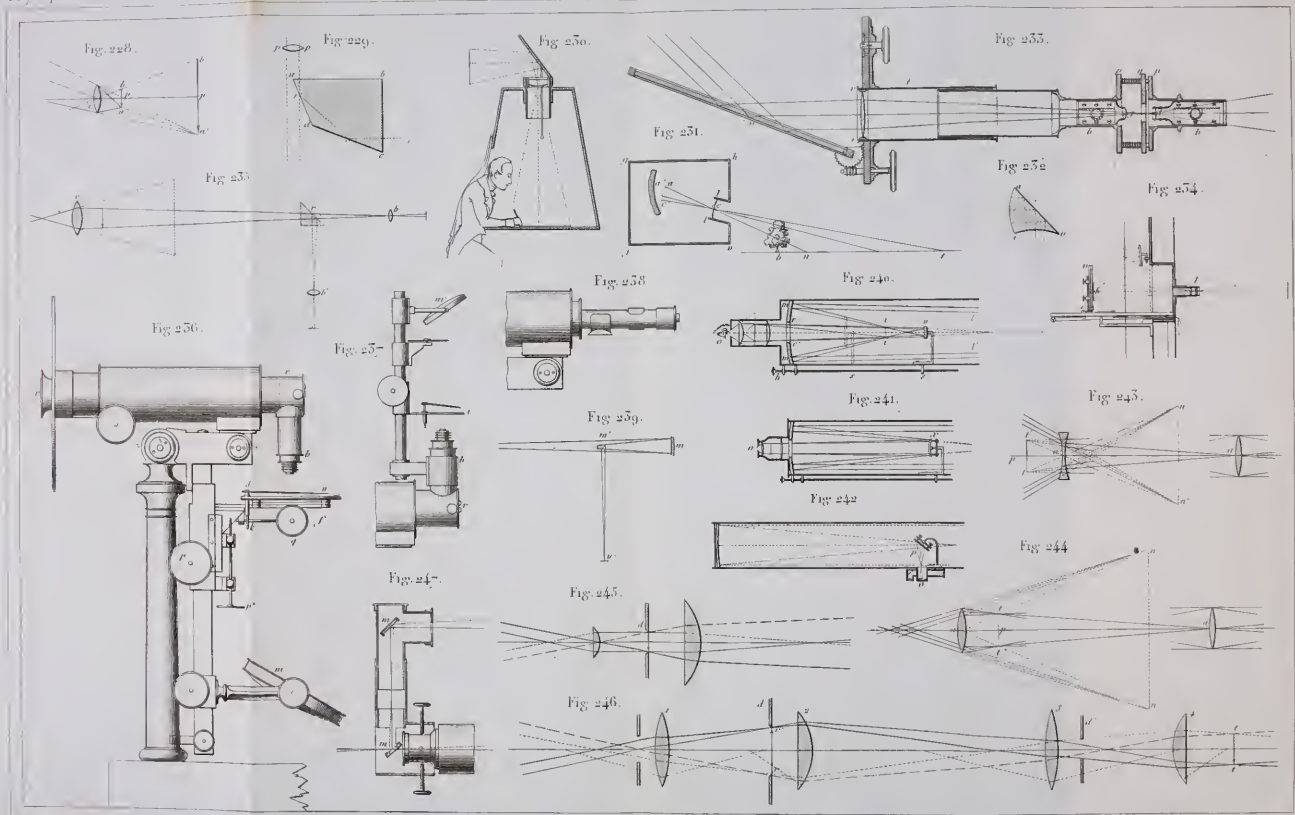
Dessiné par J. J. Silbermann

V. J. Blanc sculp.



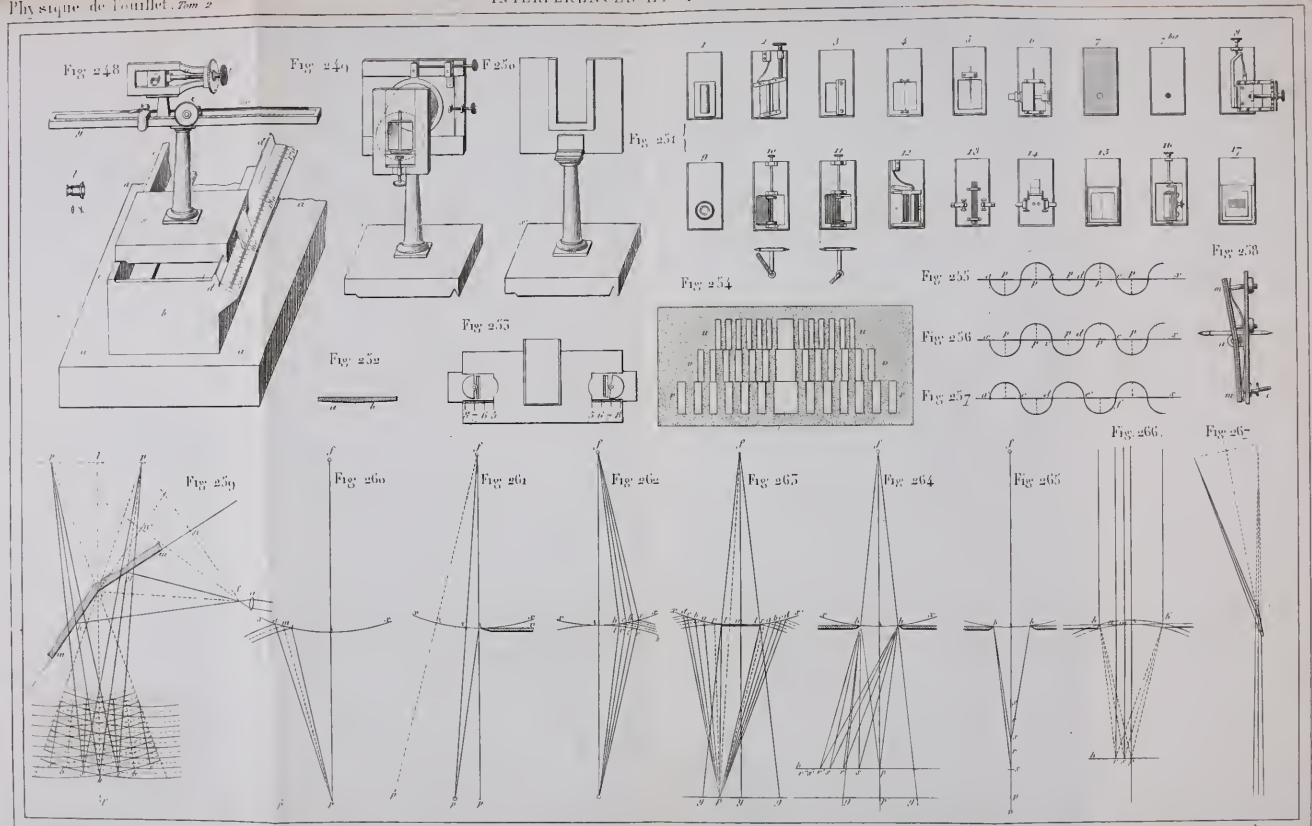
Dessiné par A. T. Silbermann

V. Leblanc sc.

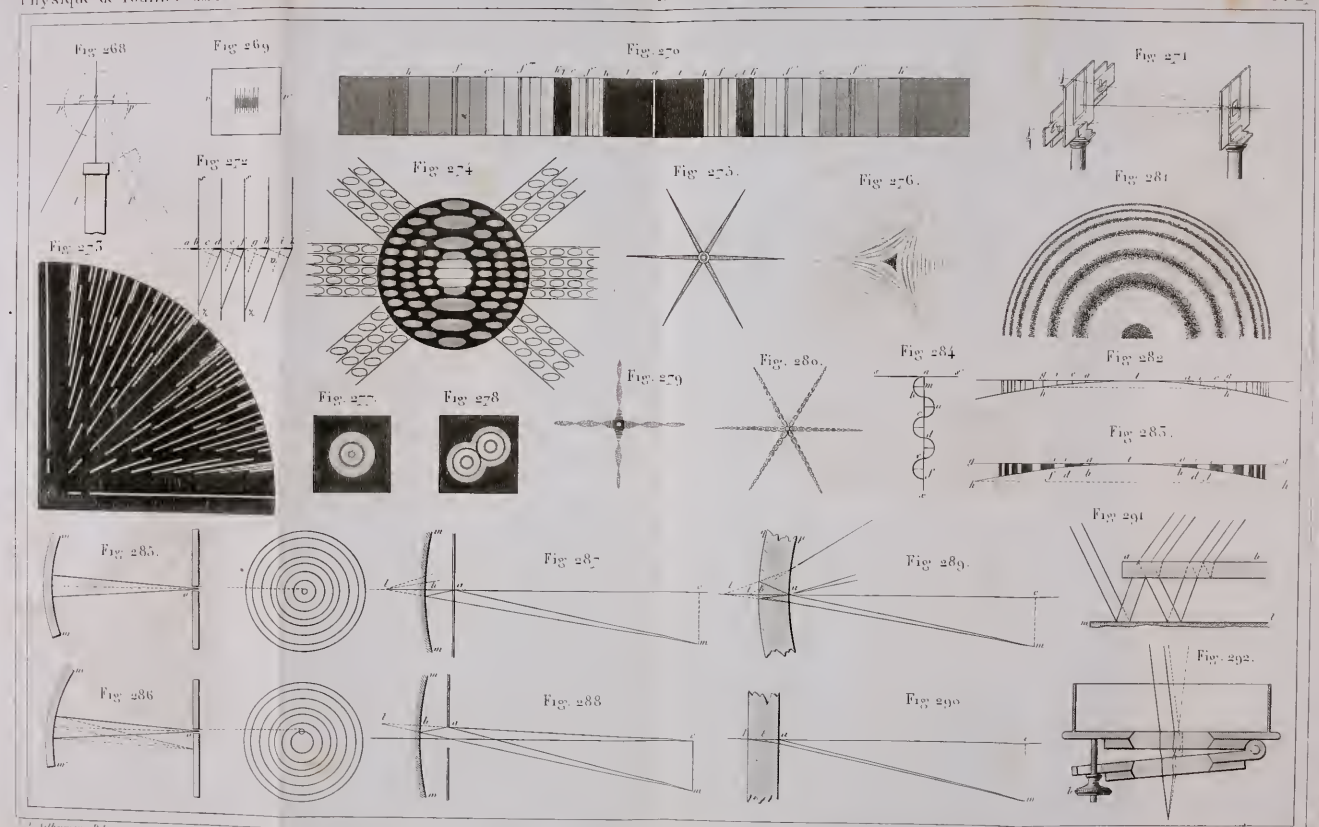


Dessiné par J. Silbermann

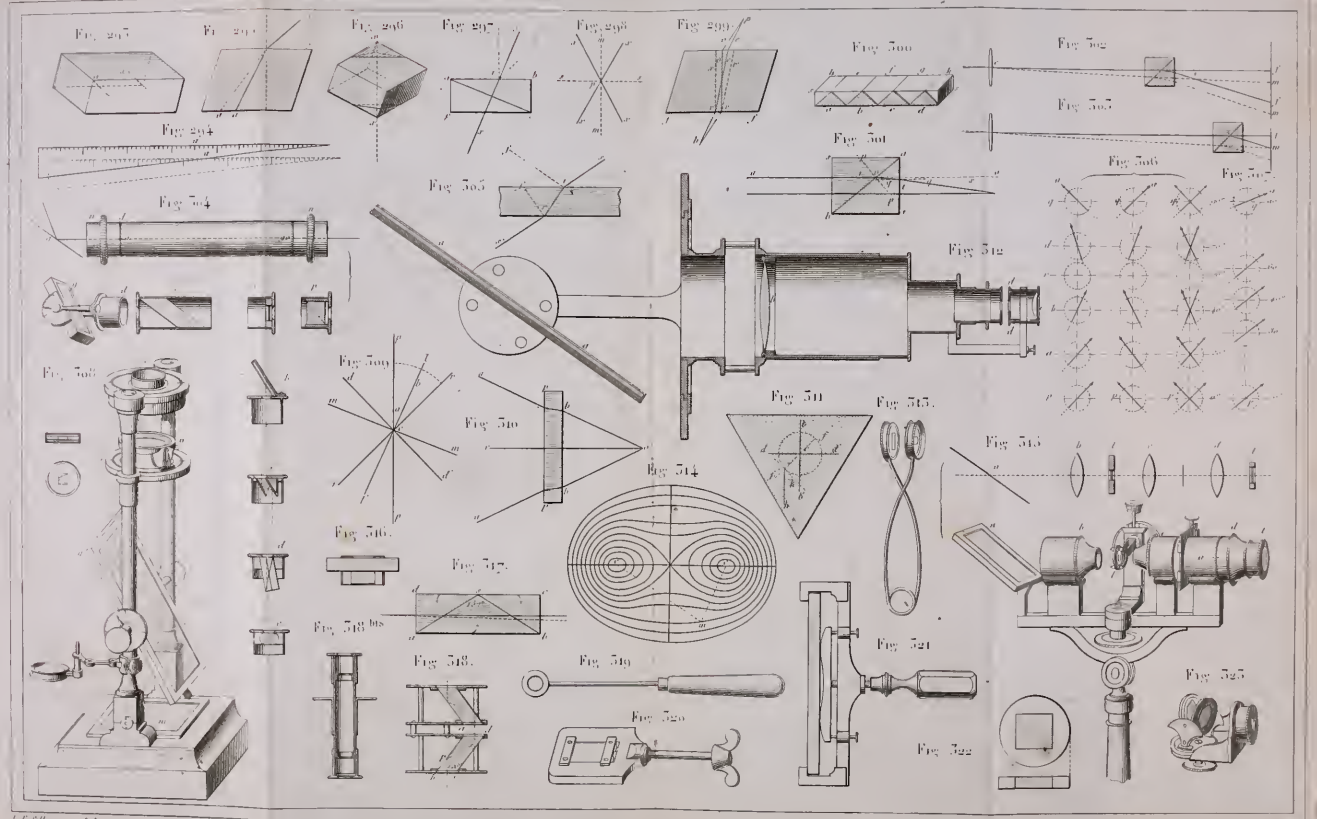
V. Le Blanc sculp.



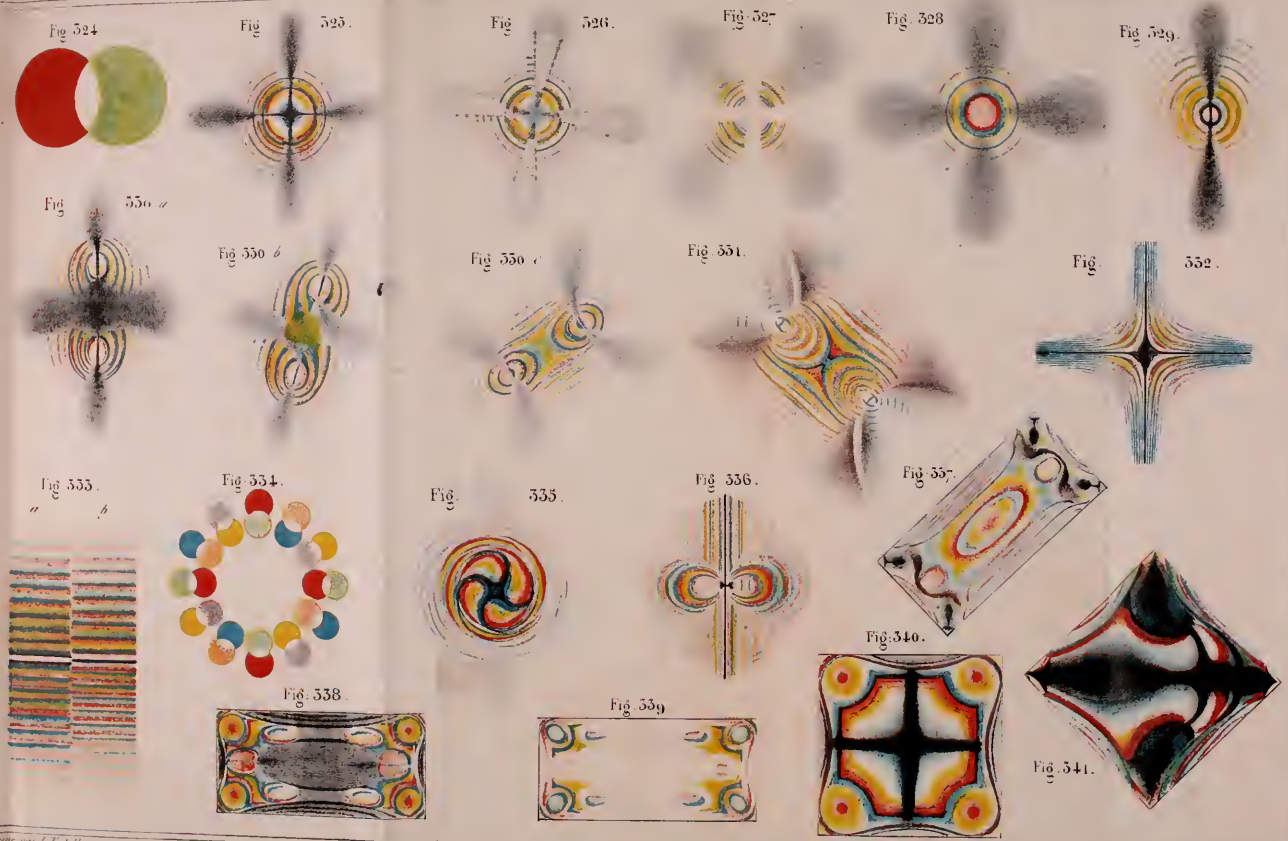
J. T. Silbermann del. Vve Le Blanc Sculp



Silbermann Del. Le Blanc Sculp.



J. F. Silbermann Del. Ve Leblanc Sculp.



Dessiné par J. T. Silbermann

L. Roux aîné

Chromolith. Engelmann, Ed.

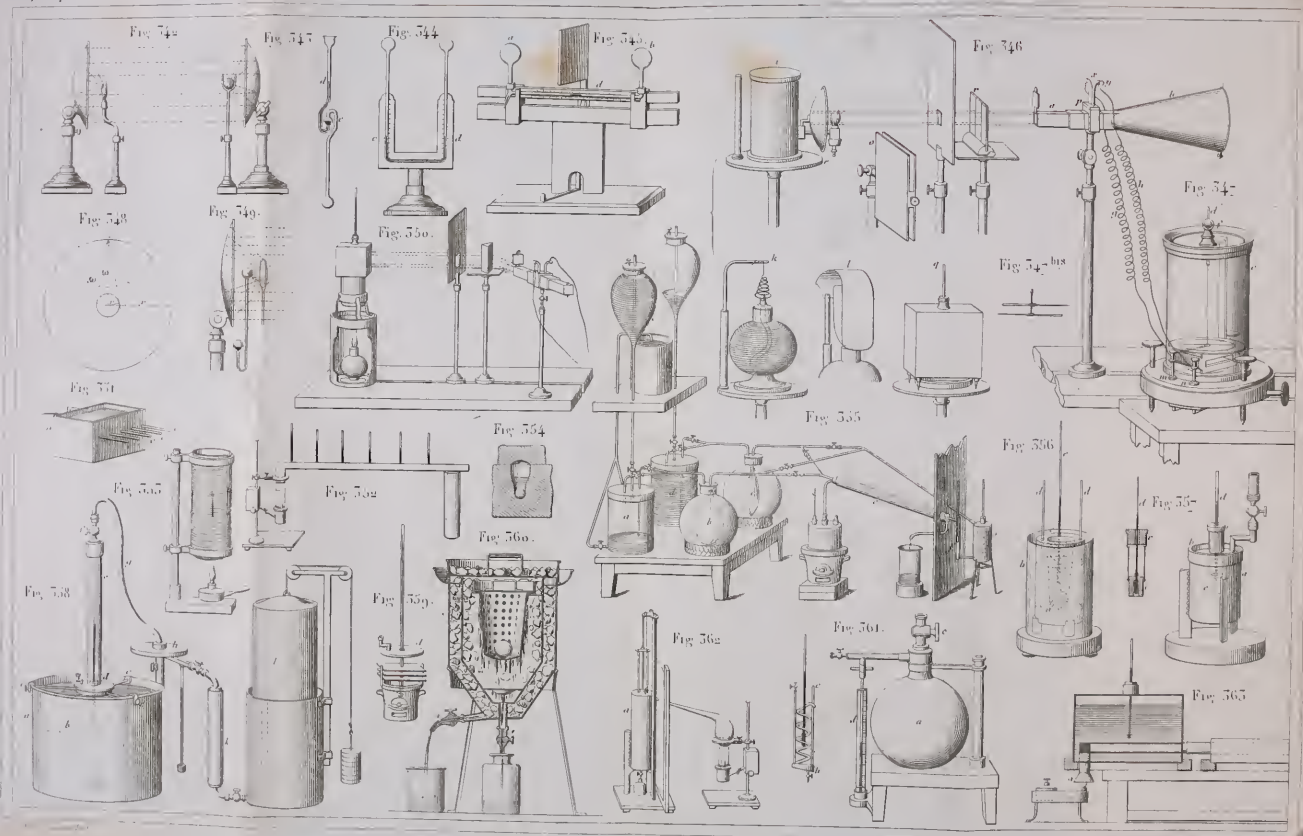
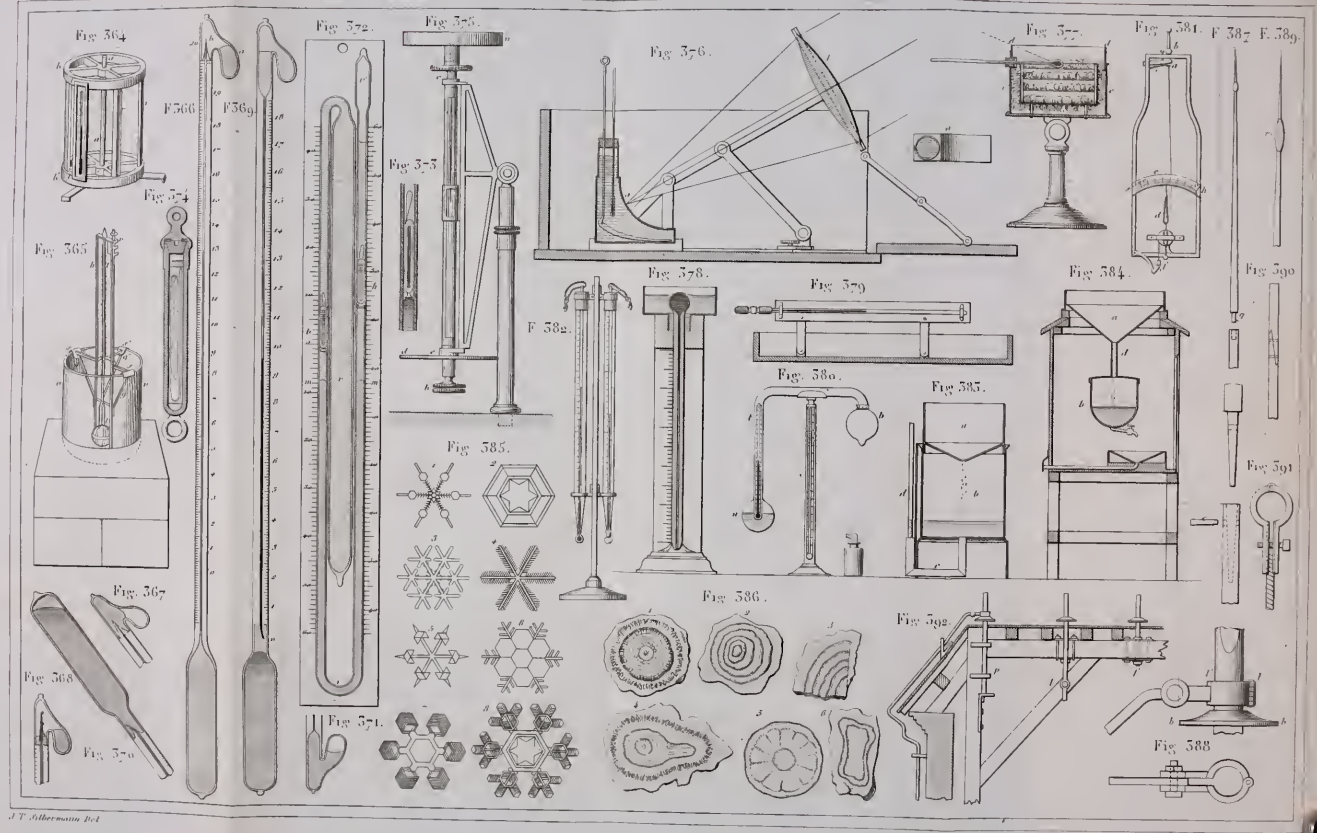
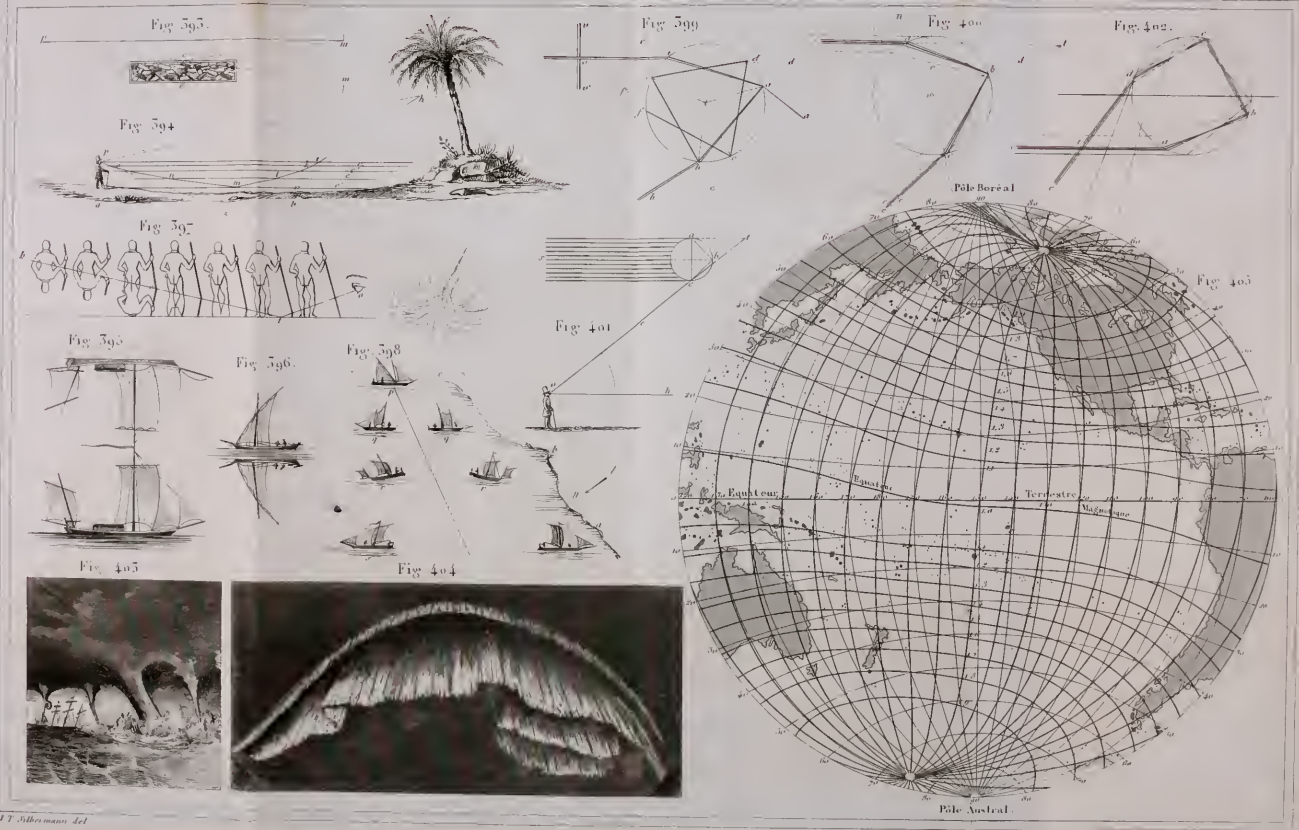


Fig. 342
Fig. 343
Fig. 344
Fig. 345
Fig. 346
Fig. 347
Fig. 348
Fig. 349
Fig. 350.
Fig. 347 bis
Fig. 351
Fig. 352
Fig. 353
Fig. 354
Fig. 355
Fig. 356
Fig. 357
Fig. 358
Fig. 359.
Fig. 360.
Fig. 361.
Fig. 362
Fig. 363



J. T. Silbermann Del.

V. Le Blanc Sc.



J. T. Silbermann del.